Tijdschrift van het
Nederlands Radiogenootschap

DEEL 26 No. 4 1961

Toepassing van transistors in de h.f. versterker van een communicatieontvanger

door G. Rosier, R. I. G. Bosselaers, J. Noordanus *)

Voordracht gehouden door Ir. G. Rosier voor het Nederlands Radiogenootschap op 17 februari 1961.

Summary

In general noise and distorsion requirements for the radio frequency amplifier are incompatible. It will be shown in this paper that noise and distorsion have minimum values supposed the transistor is driven from a high-impedance source. This possibility is somewhat nullified when there are selective couplings between the stages of the amplifier, although a high-impedance source for the transistor is still possible in that case.

Finally an *AVC*-circuit using the exponential character of a semi-conductor has been given. This type of circuit minimizes the distorsion.

1. Inleiding

Bij het ontwerpen van een h.f. versterker van een communicatieontvanger zijn de volgende aspecten van belang: distorsie, ruis, selectiviteit en automatische-sterkte-regeling (ASR). Geen van deze aspecten kan los van de andere worden gezien. Teneinde echter een logische volgorde te verkrijgen, wordt in het volgende eerst nader ingegaan op de problemen van ruis en distorsie bij breedbandversterkers, terwijl daarna de invloed van de selectiviteit tot uitdrukking wordt gebracht. Tenslotte wordt een ASR-schakeling behandeld, welke speciaal wat ruis en distorsie betreft, zeer gunstige eigenschappen vertoont.

*) Philips Telecommunicatie Industrie, Huizen.

2. Ruis en distorsie in breedbandversterkers

2.1. *Distorsie*

2.1.1. Vervangingsschema

Een transistor bestaat in wezen uit 2 dioden, waarvan de beide kathoden gemeenschappelijk zijn (fig. 1). Wordt de transistor als versterker geschakeld, dan wordt de emitter-basis-diode in de voorwaartsrichting, de collector-basis-diode in de sperrichting ingesteld. Wanneer de basis dun genoeg is, zal de stroom, die aan de emitterzijde binnentreedt, α maal zo groot

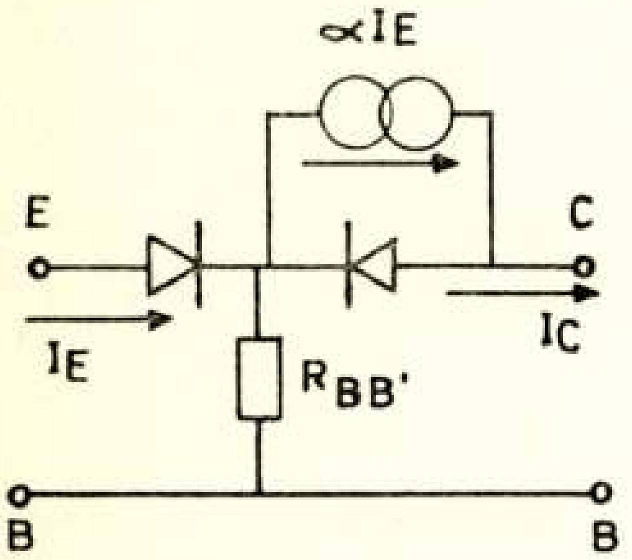


fig. 1
Algemeen vervangingsschema van een transistor in geaarde-basisschakeling.

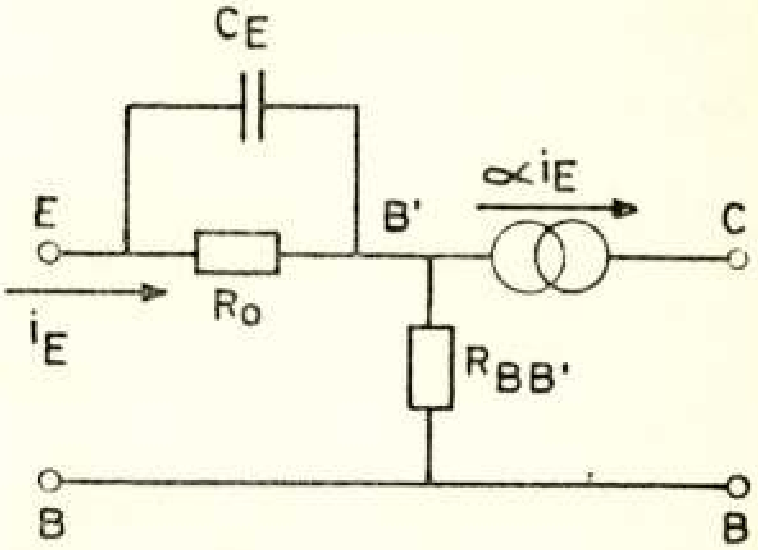


fig. 2
Vereenvoudigd klein signaal vervangingsschema van een transistor in geaarde-basisschakeling.

aan de collector uittreden. De grootheid α ligt zeer dicht bij de waarde 1 ($\alpha \approx 0{,}99$). Is de basis dun, dan is de invloed van de weerstand van het basismateriaal niet te verwaarlozen. Houdt men bovendien rekening met het „hole-storage"-effect in de basis, dan verkrijgt men bij benadering het vervangingsschema van de transistor, zoals dit in fig. 2 is aangegeven. Terugwerking en uitgangsimpedantie zijn hier buiten beschouwing gebleven.

Verder geldt voor de differentiële ingangsweerstand:

$$R_o = \frac{kT}{qI_E} \approx \frac{25}{I_{E_{(mA)}}}$$

waarin
k = constante van Boltzmann
T = absolute temperatuur
I_E = emitter gelijkstroom
q = lading van het elektron

Terwijl de stroomversterking:

$$a = \frac{a_0}{1 + j\,\dfrac{f}{f_{c\,a}}}$$

waarin

$$f_{c\,a} = \frac{1}{2\,\pi\,R_0\,C_E}$$

2.1.2. Geaarde-basisschakeling

Veronderstellen we, dat de ingangskarakteristiek van de transistor in het h.f.-gebied frequentie-onafhankelijk is, dan

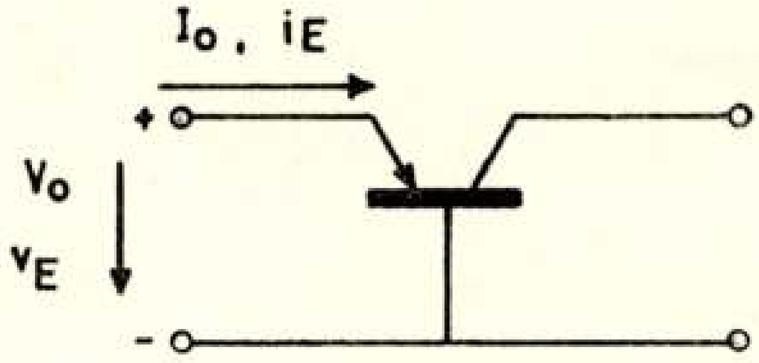


fig. 3

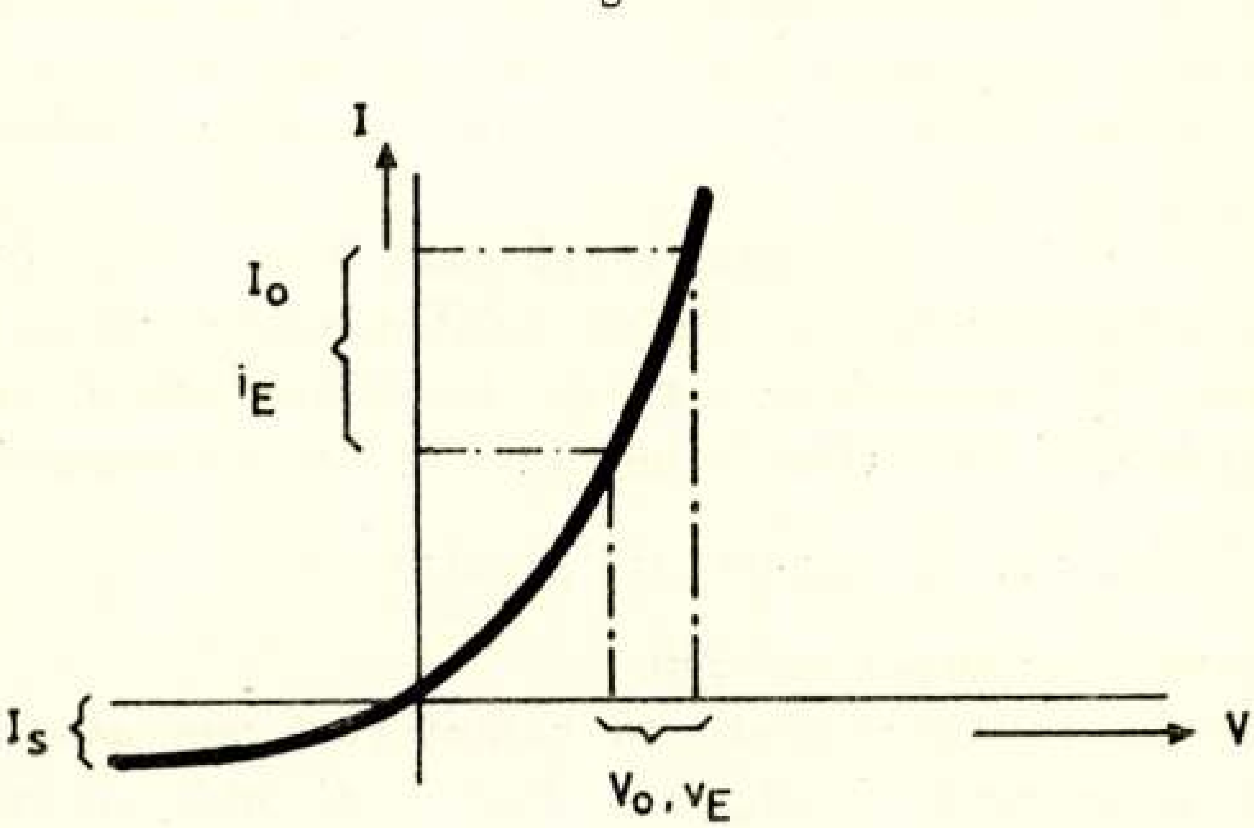


fig. 4

Ingangskarakteristiek van een transistor in geaarde-basisschakeling.

vinden we voor de emitter-basis-karakteristiek van de geaarde-basisschakeling: (fig. 3 en fig. 4)

$$I_E = I_S \left[\varepsilon^{qV_E/kT} - 1 \right]$$

Stellen we: $I_E = I_0 + i_E$ en $V_E = V_0 + v_E$, waarin I_0 en V_0 de

gelijkstroom resp. gelijkspanning tussen emitter en basis is, dan vindt men:

$$i_E = I_0 \left[\varepsilon^{q v_E / kT} - 1 \right]$$

Deze uitdrukking, in een reeks ontwikkeld, levert:

$$i_E = \frac{q}{kT} I_0 v_E + \frac{1}{2} \left[\frac{q}{kT} \right]^2 I_0 v_E^2 + \frac{1}{6} \left[\frac{q}{kT} \right]^3 I_0 v_E^3 + \ldots$$

Wordt een transistor in geaarde-basisschakeling gestuurd vanuit een spanningsbron (fig. 5), waarbij $v = v_E$, dan kan men met behulp van de bovenstaande uitdrukking de distorsie, welke

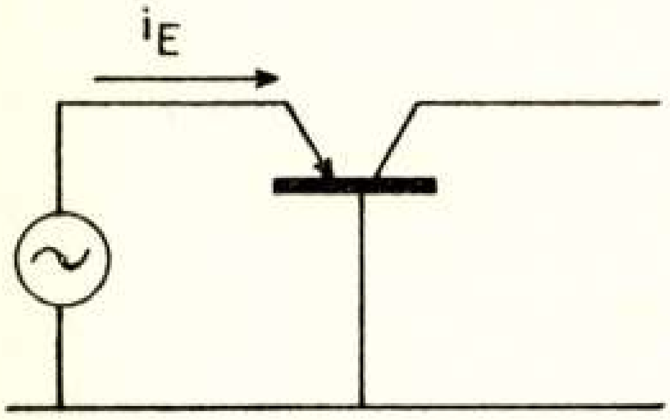


fig. 5
Transistor in geaarde-basisschakeling, gestuurd vanuit een wisselspanningsbron.

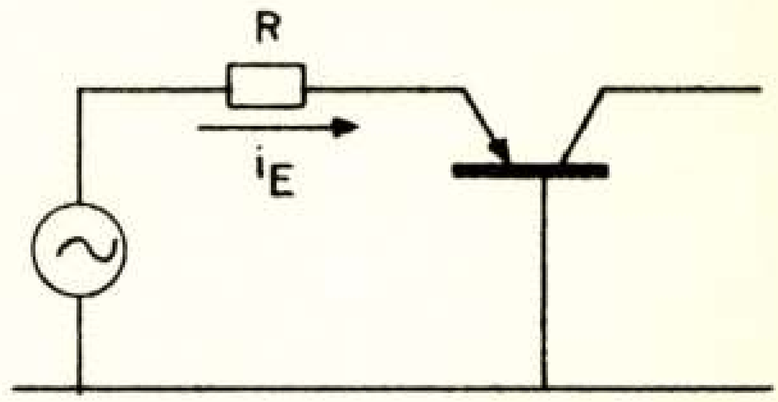


fig. 6
Transistor in geaarde-basisschakeling, gestuurd vanuit een generator met inwendige weerstand R.

door de transistor ontstaat, berekenen. Het blijkt, dat deze distorsie onafhankelijk is van de gelijkstroominstelling van de transistor. De versterking van de transistor onder deze omstandigheden is wel afhankelijk van de gelijkstroominstelling. Tevens blijkt, dat bij signalen ter grootte van $v = \frac{kT}{q} = 25\ mV$ de distorsie zeer groot zal zijn.

Wordt de transistor gestuurd vanuit een generator met inwendige weerstand R (fig. 6), dan vindt men de volgende reeksontwikkeling:

$$i_E = \frac{v}{R+R_0} + \frac{1}{2} \frac{q}{kT} \frac{R_0^2}{(R+R_0)} \frac{v^2}{(R+R_0)^2} + \frac{1}{6} \left(\frac{q}{kT} \right)^2 \frac{R_0^3 (R_0 - 2R)}{(R_0+R)^2} \frac{v^3}{(R+R_0)^3} + \ldots$$

welke uitdrukking bij $R >> R_0$ overgaat in:

$$i_E = \frac{v}{R} + \frac{1}{2} \frac{q}{kT} \frac{R_0^2}{R^3} v^2 - \frac{1}{3} \left(\frac{q}{kT} \right)^2 \frac{R_0^3}{R^4} v^3 + \ldots$$

Als voorbeeld nemen we het geval, dat $R = 150\ \Omega$ en $I_o = 3\ mA$.

$$R_o = \frac{kT}{qI_o} = \frac{25}{3} = 8{,}3\ \Omega,\ \text{dus}\ R \gg R_o.$$

Uit de berekening blijkt dan, dat wanneer $v = \hat{v}_p \sin \omega_p t + \hat{v}_q \sin \omega_q t$, waarbij $\hat{v}_p = \hat{v}_q = 8\ mV$, tengevolge van de 2e graads distorsie een signaal aan de uitgang van de transistor ontstaat met een frequentie $\omega_p - \omega_q$, dat even groot is, als het signaal dat zou ontstaan, wanneer de transistor gestuurd zou worden vanuit een generator met $v = \hat{v}_{p-q} \sin (\omega_p - \omega_q)t$, waarbij $\hat{v}_{p-q} = 2\ \mu V$.

De 2e graads distorsie is dan -72 dB voor stoorsignalen met $\hat{v} = 8\ mV$.

2.1.3. Geaarde-emitterschakeling

Voor een geaarde-emitterschakeling zal men in de reeks i_E moeten vervangen door i_B en R_o door $a' R_o$, waarbij $a' = \dfrac{a}{1-a}$, mits in de schakeling de ingangscapaciteit van de transistor buiten beschouwing kan worden gelaten.

2.1.4. Tegenkoppeling over 2 transistors

Als voorbeeld hiervan is de schakeling van fig. 7 aangegeven.

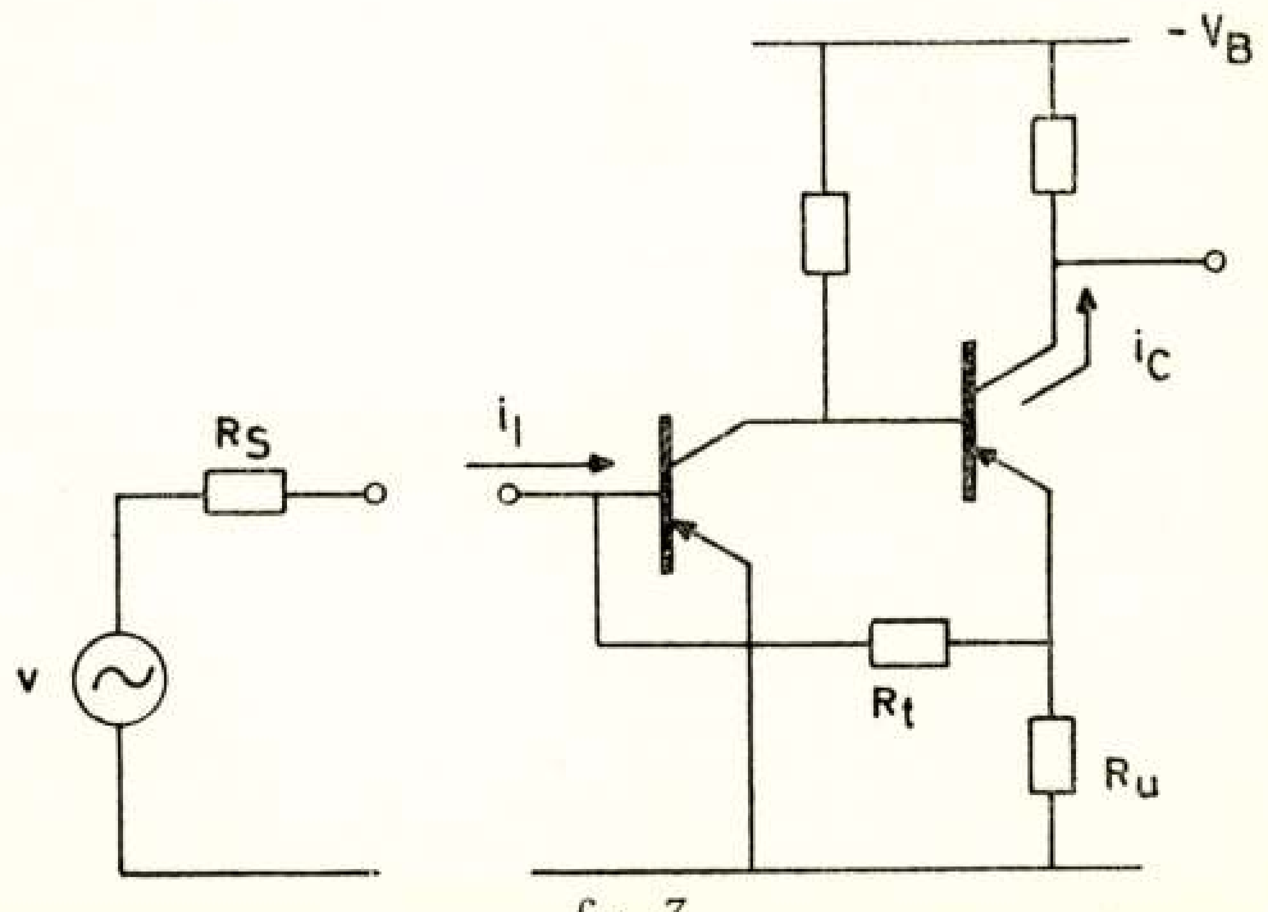


fig. 7

Een over 2 transistors tegengekoppelde transistorversterker met stroom-stroomtegenkoppeling, gestuurd vanuit een generator met inwendige weerstand R_S.

Hierbij is de tegenkoppeling zodanig ingericht, dat de ingangsimpedantie van de schakeling laag en de stroomversterking $\frac{i_c}{i_1}$ zo goed mogelijk lineair is.

Bij toenemende tegenkoppeling zal de distorsie afnemen, doordat de ingangsimpedantie lager wordt, waardoor de ingangsstroom steeds meer door de bronimpedantie alleen wordt bepaald. Tevens zal de stroomversterking meer lineair worden.

2.2. *Ruis*

2.2.1. Vervangingsschema

De voornaamste oorzaken van ruis in de transistor zijn de beide dioden en de basisweerstand $R_{BB'}$ (zie fig. 1).

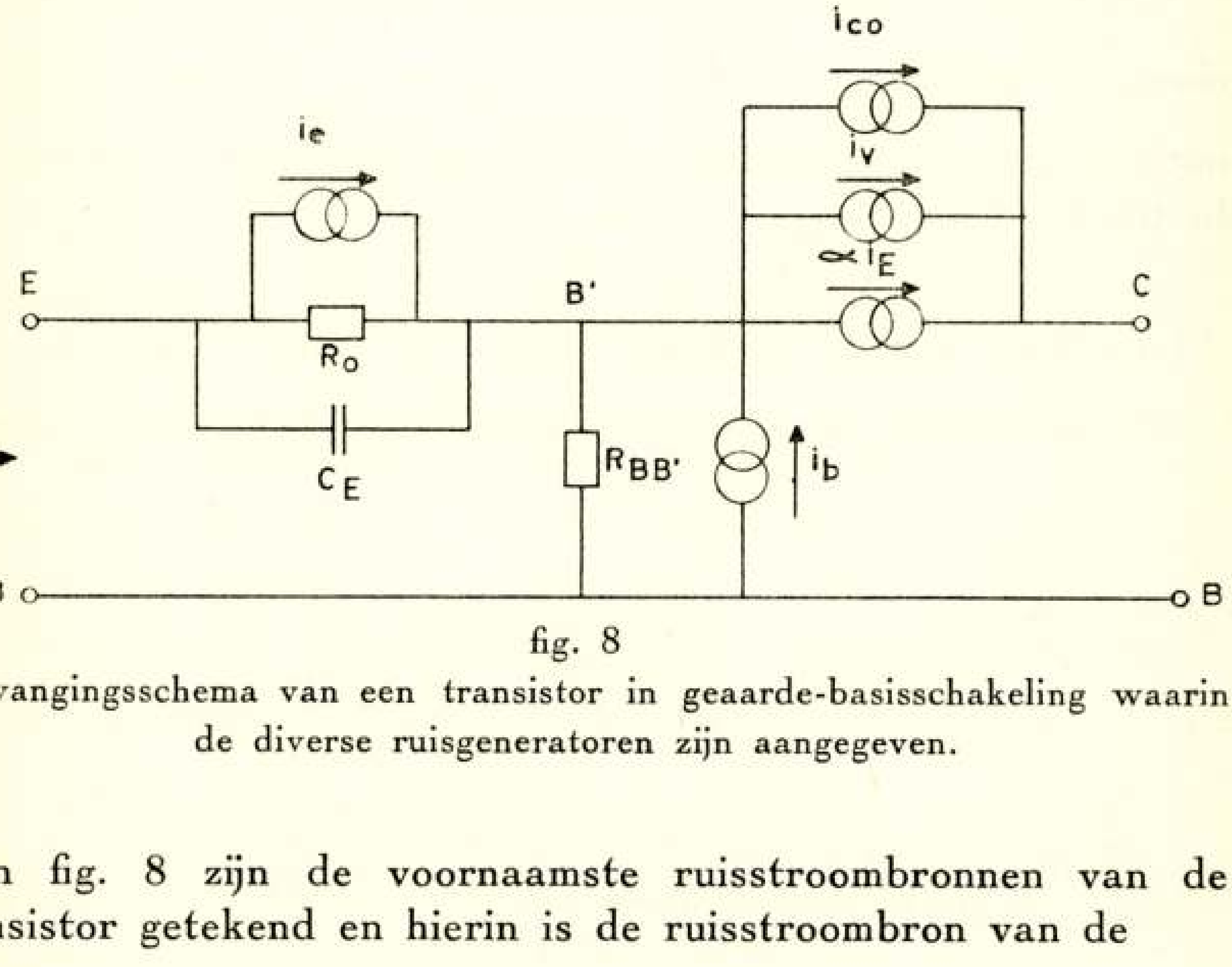


fig. 8

Vervangingsschema van een transistor in geaarde-basisschakeling waarin de diverse ruisgeneratoren zijn aangegeven.

In fig. 8 zijn de voornaamste ruisstroombronnen van de transistor getekend en hierin is de ruisstroombron van de

emitter-basisdiode gekenmerkt door: $\overline{i_e i_e^*} = 2\,q I_E \triangle f$, van de

collectorbasisdiode gekenmerkt door: $\overline{i_{co} i_{co}^*} = 2\,q I_{co} \triangle f$, en van de

basisweerstand gekenmerkt door : $\overline{i_b i_b^*} = \dfrac{4\,kT \triangle f}{R_{BB'}}$

Hierbij komt ook nog de verdelingsruis tengevolge van het

effect, dat slechts een gedeelte van de emitterstroom in de collector terecht komt.

Deze ruis wordt gekenmerkt door: $\overline{i_v i_v^*} = 2\, q\, I_E\, (1 - \alpha)\, \triangle f.$

In deze formules is: I_{co} = collector sperstroom
$\triangle f$ = bandbreedte

Deze ruisgeneratoren kunnen worden vervangen door 2 gedeeltelijk gecorreleerde ruisbronnen, n.l. een spannings- en stroomruisbron, aan de ingang van de transistor, waarbij de transistor zelf dan als ruisvrij wordt beschouwd (fig. 9).

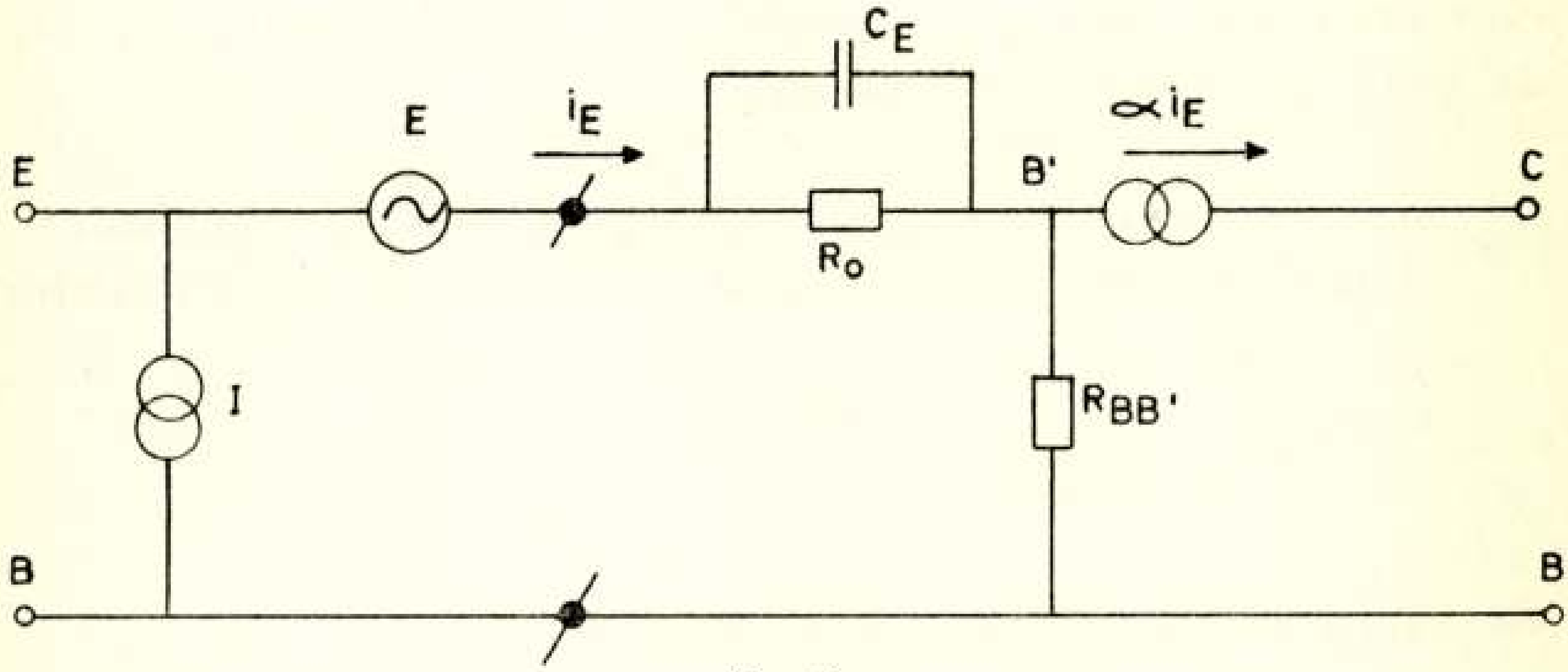


fig. 9
Vervangingsschema van een transistor in geaarde-basisschakeling waarbij de ruis van de transistor vervangen is door de 2 ruisgeneratoren E en I aan de ingang van de transistor.

Deze ruisbronnen worden gekenmerkt door:

$$\overline{EE^*} = 4\, kT\, \triangle f\, R_{aeq}$$

$$\overline{II^*} = 4\, kT\, \triangle f\, G_{aeq}$$

Door omrekening vindt men:

$$R_{aeq} = R_{BB'} + \frac{R_o}{2} + \frac{R_{BB'}^2}{2\, R_o}\left(\frac{f}{f_{c\alpha}}\right)^2$$

$$G_{aeq} = \frac{1}{2\, R_o \alpha_o'} + \frac{1}{2\, R_o}\left(\frac{f}{f_{c\alpha}}\right)^2$$

$$\alpha_o' = \frac{\alpha_o}{1 - \alpha_o}$$

In het h.f.-gebied (0 – 30 MHz) kan men de frequentie-afhankelijke termen in het algemeen voor een goede h.f.-transistor buiten beschouwing laten. Men vindt dan voor $I_e = 3\ mA$:

$$R_{aeq} \approx 40\ \Omega; \qquad G_{aeq} \approx \frac{1}{1000}\ S$$

2.2.2. Ruisgetal

Een grootheid, welke de ruiseigenschappen van de transistor in zijn geheel aangeeft, is het ruisgetal. Wordt een transistor gestuurd vanuit een signaalbron met een bepaalde inwendige weerstand, dus met een bepaalde signaal-ruisverhouding, dan zijn twee equivalente uitdrukkingen:

$$F = \frac{\text{signaal-ruisverhouding aan de ingang van de transistor}}{\text{signaal-ruisverhouding aan de uitgang van de transistor}}$$

$$F = \frac{\text{bronruis} + \text{transistorruis}}{\text{bronruis}}$$

Uitgaande van fig. 10 kan men afleiden:

$$F = 1 + \zeta + \frac{R_{aeq}}{R_S} + G_{aeq} R_S$$

ζ is een correlatiefactor gegeven door

$$\zeta = \frac{1}{\alpha_0'}\left(1 + \frac{R_{BB'}}{R_0}\right) + \frac{R_{BB'}}{R_0}\left(\frac{f}{f_{c\alpha}}\right)^2$$

Voor een goede h.f.-transistor is $\zeta \ll 1$.

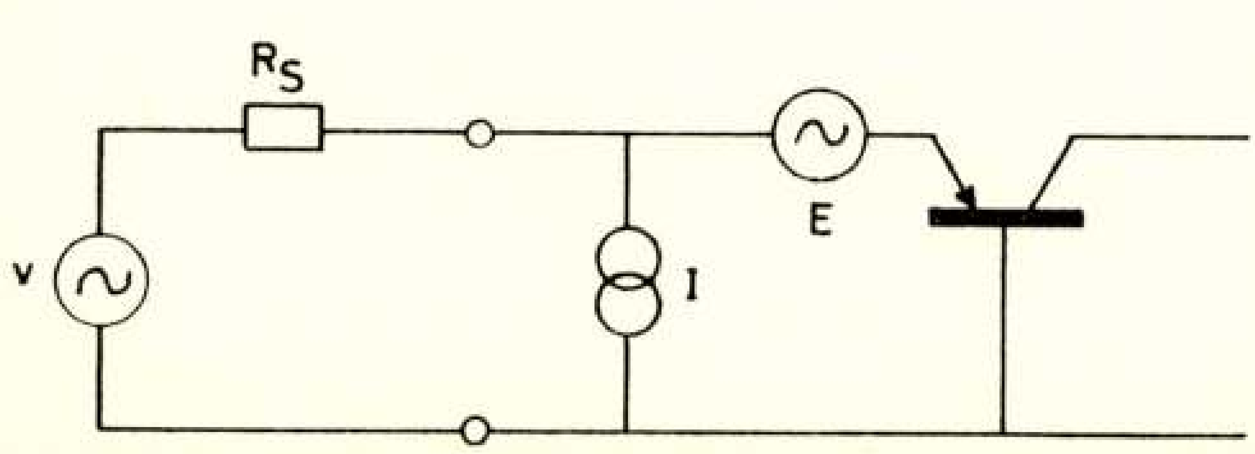


Fig. 10
Transistor in geaarde-basisschakeling gestuurd vanuit een generator met inwendige weerstand R_S.

Het blijkt, dat het ruisgetal F afhankelijk is van de bronweerstand R_S.

Een minimale waarde van F treedt op voor:

$$R_{S_{opt}} = \sqrt{\frac{R_{aeq}}{G_{aeq}}}, \quad \text{waarbij } F_{opt} = 1 + \zeta + 2\sqrt{R_{aeq}\, G_{aeq}}$$

Vullen we de in 2.2.1. gevonden waarden voor R_{aeq} en G_{aeq} in, dan blijkt, dat bij toenemende emittergelijkstroom I_E de waarde van $R_{S_{opt}}$ kleiner en de waarde van F_{opt} hoger wordt.
Voor een goede h.f.-transistor bij $I_E = 3\ mA$ geldt:

$$R_{S_{opt}} \approx 200\ \Omega \text{ en } F_{opt} \approx 2 \text{ dB}.$$

Voor maximale gevoeligheid, dus minimale waarde van F, dient men de transistor „aan te passen" aan de optimale bronweerstand $R_{S_{opt}}$.
Zowel F_{opt} als $R_{S_{opt}}$ hebben dezelfde waarde voor een geaarde-basis als een geaarde-emitterschakeling.

Tevens kan men aantonen, dat wanneer in een versterkerschakeling over 2 of meer transistors tegengekoppeld wordt, de waarden van $R_{S_{opt}}$ en F_{opt} gelijk zijn aan die van de eerste transistor, mits de elementen waarmede de tegenkoppeling tot stand wordt gebracht, geen extra ruisbijdrage leveren. In de schakeling, zoals in fig. 7 is aangegeven, zal dit het geval zijn, wanneer $R_t + R_u >> R_S$ is.

2.3. *Cascade-schakeling van twee transistors*

2.3.1. Totale ruisfactor

Wanneer 2 transistors in cascade worden geschakeld, zal de tweede transistor eveneens een bijdrage in de totale ruis leveren. Het totale ruisgetal zal dus groter zijn dan het ruisgetal van de eerste transistor alleen. De terugwerking in de

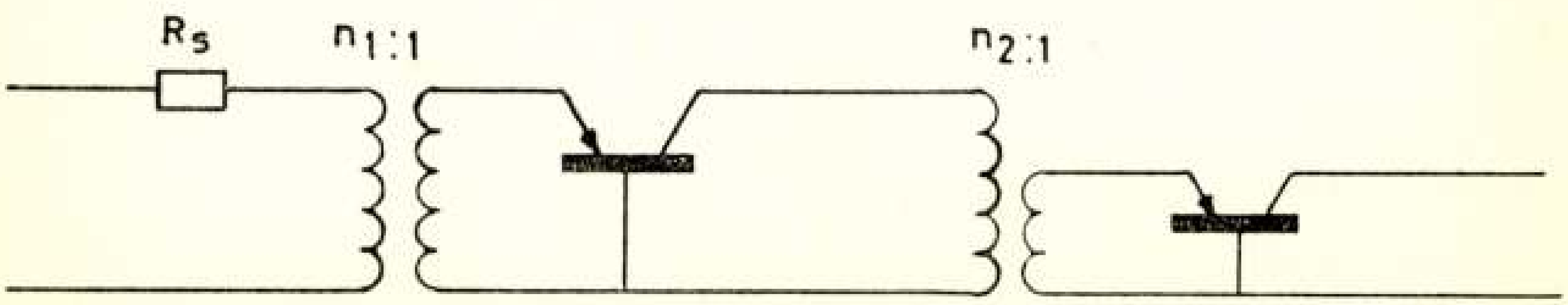


fig. 11
Cascade-schakeling van 2 transistors in geaarde-basisschakeling, waarbij de koppeltransformatoren verliesvrij zijn.

transistor verwaarlozend, en aannemende dat de ingangsweerstand van de transistor R_i en de uitgangsweerstand R_u bedraagt, vinden we, uitgaande van fig. 11:

$$F_{tot} = F_1 + (F_2 - 1) \frac{1}{S^2 R_u \frac{R_S}{n_1^2} \left[\frac{R_i}{\frac{R_S}{n_1^2} + R_i} \right]^2}$$

waarin
$$F_1 = 1 + \zeta + \frac{R_{aeq}}{\frac{R_S}{n_1^2}} + G_{aeq} \frac{R_S}{n_1^2}$$

en
$$F_2 - 1 = \zeta + \frac{R_{aeq}}{\frac{R_u}{n_2^2}} + G_{aeq} \frac{R_u}{n_2^2}$$

Voor een geaarde-basisschakeling is

$$R_i = R_0 + R_{BB'} (1 - a)$$

$$S = \frac{1}{R_0}$$

De uitgangsweerstand R_u heeft een waarde, zeker groter dan 20 $k\Omega$. De ruisbijdrage hiervan is in F_1 opgenomen.

2.3.2. Optimum ruisfactor

In de uitdrukking voor F_{tot} zijn n_1 en n_2 de variabele grootheden. De transformatoren nemen we in eerste instantie verliesvrij aan. De tweede term van F_{tot} is in het algemeen klein ten opzichte van de eerste, zodat men redelijkerwijs kan stellen, dat een optimale waarde van F_{tot} wordt bereikt, wanneer n_1 en n_2 zodanig worden gekozen, dat zowel F_1 als F_2 optimaal zijn.

Nemen we als voorbeeld:

$$R_{S_{opt}} = \frac{R_S}{n_1^2} = 200\ \Omega \qquad R_u = 20\ k\Omega \qquad F_{opt} = 2\ \text{dB} = 1{,}6$$

dan vinden we voor F_{tot}:

$$F_{tot} = F_{opt} + \frac{F_{opt} - 1}{\frac{1}{R_0^2} R_u R_{S_{opt}} \left[\frac{R_0}{R_{S_{opt}} + R_0} \right]^2}$$

of $F_{tot} = 1{,}6 + 0{,}006$.

De tweede term is dus zeer klein ten opzichte van de eerste.

Maakt men echter F_2 optimaal, dan betekent dit tevens, dat men de versterking van de eerste transistor vastgelegd heeft; n_2 wordt dan n.l. bepaald door

$$\frac{R_u}{n_2^2} = R_{S_{opt}}.$$

De vermogenversterking van de eerste trap bedraagt:

$$G = \left[S \frac{R_u}{n_2} \cdot \frac{R_i}{\frac{R_u}{n_2^2} + R_i} \right]^2$$

Voor $\frac{R_u}{n_2^2} = R_{S_{opt}} \approx 200\ \Omega$, vindt men bijv. bij een geaarde-basisschakeling waarbij $R_i = R_o << R_{S_{opt}}$ en $S = \frac{1}{R_o}$ dat $G \approx n_2^2$. Is $R_u = 20\ k\Omega$ en $R_{S_{opt}} = 200\ \Omega$, dan is $n_2^2 = 100$.

De vermogenversterking bedraagt dan $G = 20$ dB, hetgeen betekent, dat de tweede transistor ongeveer een 10-maal zo grote signaalstroom te verwerken krijgt dan de eerste transistor. In verband met intermodulatie is dit in het algemeen ongewenst.

2.3.3. Beperking versterking

Wil men deze versterking beperken, dan dient men in de eerste plaats n_2 anders te kiezen, hetgeen betekent dat F_2 in dat geval niet meer optimaal is.

Kiezen we $n_2 << \sqrt{\frac{R_u}{R_{S_{opt}}}}$, dan vindt men:

$$\frac{R_{aeq}}{R_u/n_2^2} << G_{aeq} \frac{R_u}{n_2^2}$$

dus:

$$F_2 - 1 \approx G_{aeq} \frac{R_u}{n_2^2}$$

Dus:

$$F_{tot} = F_1 + \frac{G_{aeq} \frac{R_u}{n_2^2}}{S^2 R_u \frac{R_S}{n_1^2} \left[\frac{R_i}{\frac{R_S}{n_1^2} + R_i} \right]^2} = F_1 + G_{aeq} \frac{1}{n_2^2 S^2 \frac{R_S}{n_1^2} \left[\frac{R_i}{\frac{R_S}{n_1^2} + R_i} \right]^2}$$

Nemen we weer als voorbeeld een geaarde-basisschakeling, waarbij

$$S = \frac{1}{R_o}, \; R_i = R_o, \; \frac{R_S}{n_1^2} = R_{S_{opt}} = 200\,\Omega\,, \; F_1 = F_{opt} = 1{,}6$$

$$G_{aeq} = \frac{1}{1000}\, S$$

dan vindt men:

$$F_{tot} = 1{,}6 + \frac{200}{1000} \times \frac{1}{n_2^2}\,.$$

Voor $n_2 = 1$, waarbij de versterking van de eerste trap $G = 1$, vindt men $F_{tot} = 1{,}6 + 0{,}2 = 1{,}8$

De bijdrage wat de ruis betreft, van de tweede trap, is zelfs dan nog gering, terwijl de tweede trap praktisch vanuit een stroombron wordt gestuurd, hetgeen gunstig is wat betreft de intermodulatie.

In dit geval, waarbij n_2 voldoende klein is, kan men voor een geaarde-basisschakeling voor $R_S/n_1^2 \gg R_i$ voor F_{tot} ook de volgende uitdrukking gebruiken.

$$F_{tot} = 1 + \zeta + \frac{R_{aeq}}{R_S/n_1^2} + \frac{R_S}{n_1^2}\,.\, G_{aeq}\left[1 + \frac{1}{n_2^2}\right]$$

Uit deze formule blijkt, dat het in dit geval weinig zin heeft, het ruisgetal van de volgende transistor te gebruiken, daar hiervan alleen de bijdrage tengevolge van de ruisstroombron van belang is.

2.4. *Ruis en distorsie*

Uitgaande van het voorgaande, kunnen we het volgende concluderen:

2.4.1. Ingangsschakeling

Zowel voor een geaarde-emitterschakeling, geaarde-basisschakeling als voor een schakeling waarbij over meerdere transistors wordt tegengekoppeld, geldt, dat in principe hetzelfde optimale ruisgetal F bij dezelfde optimale bronweerstand $R_{S_{opt}}$ bereikt wordt. Is de optimale ruisweerstand van de grootte orde van 200 Ω, en wordt op deze optimale ruisweerstand aangepast,

dan zal voor een geaarde-emitterschakeling de ingangsweerstand ten opzichte van deze bronweerstand vergelijkbaar, voor een geaarde-basisschakeling klein en voor een tegengekoppelde schakeling zeer klein zijn. In genoemde volgorde zal de distorsie dus afnemen.

2.4.2. Cascadeschakeling

Voor de versterkertrappen, volgend op de ingangstrap, geldt in het algemeen, dat de bijdrage van deze trappen tot de totale ruis minimaal is, wanneer deze trappen elk op zich gestuurd worden vanuit $R_{S_{opt}}$, welke laatste dan gevormd wordt door een verliesvrije transformatie van de uitgangsimpedantie van de voorgaande trap. Onder deze omstandigheden is echter de bijdrage tot de totale ruis zo gering en de versterking van de voorgaande trap zo groot, dat het in verband met de distorsie van de volgende trappen gunstig is deze niet op $R_{S_{opt}}$ „aan te passen". Wanneer men er voor zorgdraagt, dat deze volgende versterkertrappen worden gestuurd vanuit een hoge bronimpedantie, dan zal de ruisbijdrage van de trappen eveneens nog gering zijn, terwijl vermindering van de versterking van de voorgaande trap alsmede het sturen vanuit een hoge impedantie een zeer gunstige invloed op de distorsie van de volgende versterkertrap zal hebben.

2.5. *Toepassing*

Een typisch voorbeeld van de toepassing van de voorgaande

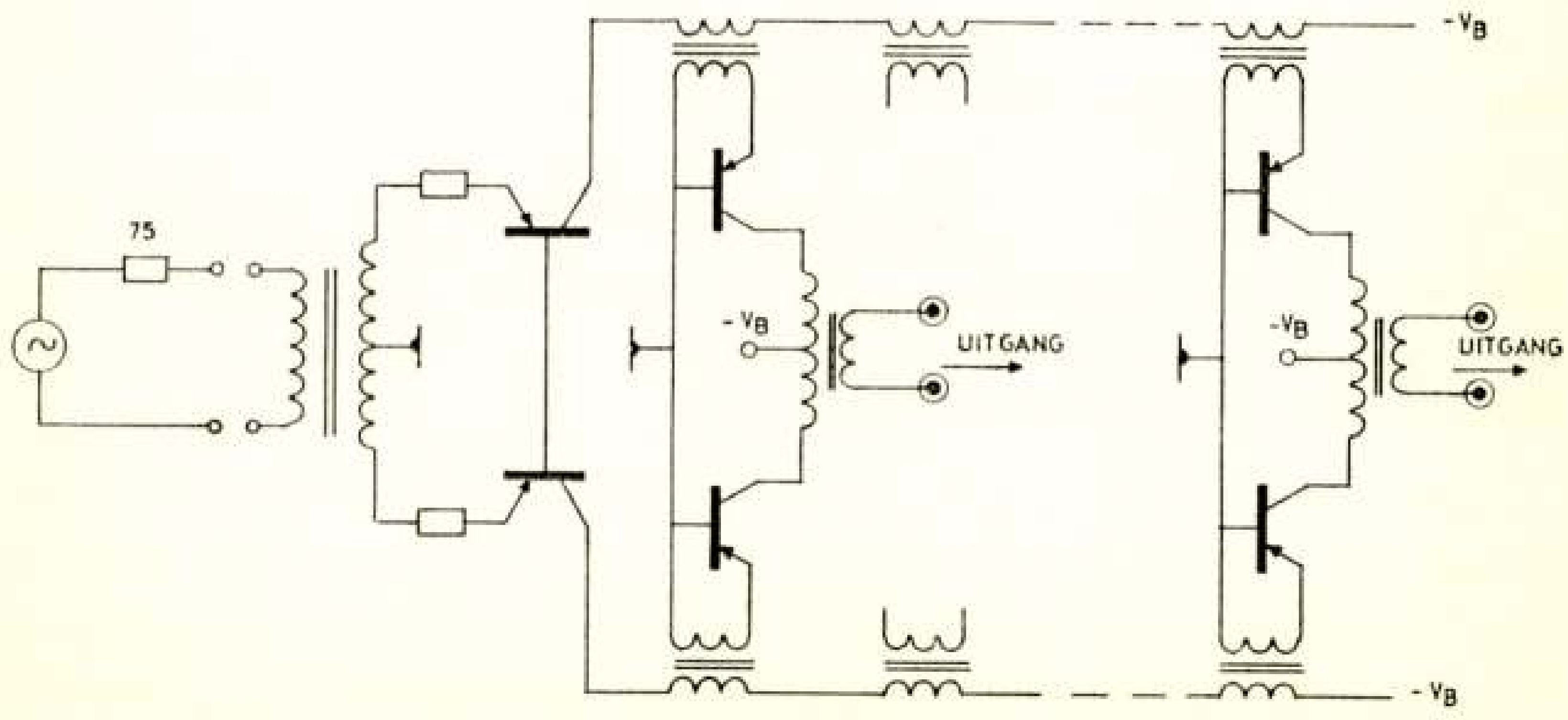


fig. 12
Antenne distributieversterker.

beschouwingen is de volgende antenne-distributieversterker, waarvan fig. 12 het principeschema weergeeft.

De voornaamste eigenschappen hiervan zijn als volgt:

frequentiegebied		1,5 - 30 MHz
versterking		1 - 3 dB
ruisfactor		8 dB
intermodulatie (*emk* = 70 *mV*)	$f_1 \pm f_2$	< −70 dB
	$2f_1 \pm f_2$	< −80 dB
aantal uitgangen		6
koppeling tussen uitgangen		< −55 dB
koppeling tussen in- en uitgang		< −60 dB

Elke in de figuur getekende transistor, wordt gevormd door twee transistors parallel, elk met een gelijkstroominstelling $I_E = 4{,}5\ mA$.

Wat de ruis betreft, kan men de eerste vier transistors (2 x 2 transistors) parallel geschakeld denken. Deze transistors „zien" naar voren toe gezamenlijk een impedantie van 100 Ω, waarvan 50 Ω gevormd wordt door de inwendige weerstand van de antenne en 50 Ω door een extra serieweerstand, welke laatste de ingangsimpedantie van de schakeling verwezenlijkt. Het ruisgetal van deze 4 transistors gezamenlijk bij een R_g = 100 Ω bedraagt F = 4 dB.

Het ruisgetal van deze transistors op de ingang van de versterker teruggerekend bedraagt dus F = 7 dB. De volgende transistortrappen zijn alle in serie geschakeld en worden direct vanuit de hoge collectorimpedantie van de eerste trap gestuurd. De ruisbijdrage van deze trappen is dus gering en in dit geval zodanig, dat F_{tot} = 8 dB.

Terwille van de 2e graads distorsie is de schakeling gebalanceerd uitgevoerd, hetgeen een winst van ongeveer 20 dB oplevert. Er is geen extra afregeling van de balancering nodig. De kruismodulatiefactor is kleiner dan 10% voor $E_{stoor} < 0{,}7\ V$.

3. Ruis en distorsie in selectieve versterkers

3.1. *Inleiding*

Selectiviteit in het h.f.-gedeelte van een ontvanger is in het

algemeen noodzakelijk in verband met onderdrukking van de spiegelfrequentie, terwijl tevens het frequentiegebied, waarin stoorsignalen een ongewenste invloed kunnen uitoefenen, beperkt wordt. We zullen in het volgende hoofdzakelijk het geval beschouwen, dat een afgestemde kring tussen twee transistorversterkertrappen is geplaatst, terwijl we tevens aannemen, dat de collector van de voorgaande trap zodanig aan de kring is aangesloten, dat hierdoor geen beïnvloeding van de resulterende kringkwaliteit ontstaat (fig. 13).

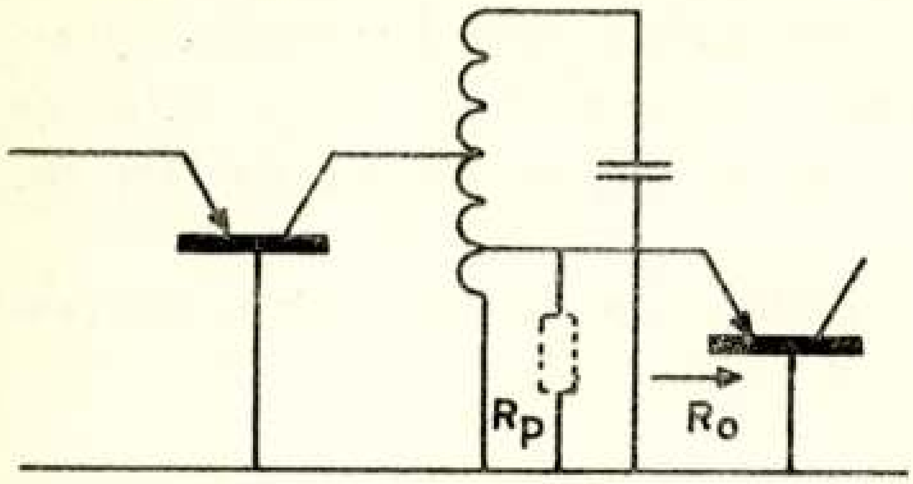


fig. 13
Cascade-schakeling van 2 transistors in geaarde-basisschakeling, waarbij het koppelelement een afgestemde parallelkring is.

3.2. *Distorsie*

Wil men de distorsie berekenen, welke in een transistor in geaarde-basisschakeling ontstaat, wanneer deze transistor vanuit een selectieve bron gestuurd wordt, dan kan men beter uitgaan van de volgende reeksontwikkeling:

$$v = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{i}{I_0} + 1 \right)$$

$$v = R_0 i - \frac{1}{2} \frac{R_0}{I_0} i^2 + \frac{1}{3} \frac{R_0}{I_0^2} i^3 + \ldots$$

Hierin is v de emitter-basiswisselspanning en i de emitter-basiswisselstroom (fig. 3).

Uit deze reeksontwikkeling blijkt, dat men bijv. ter berekening van de 2e graads distorsie de transistor bij benadering kan opvatten als een serieschaling van een weer-

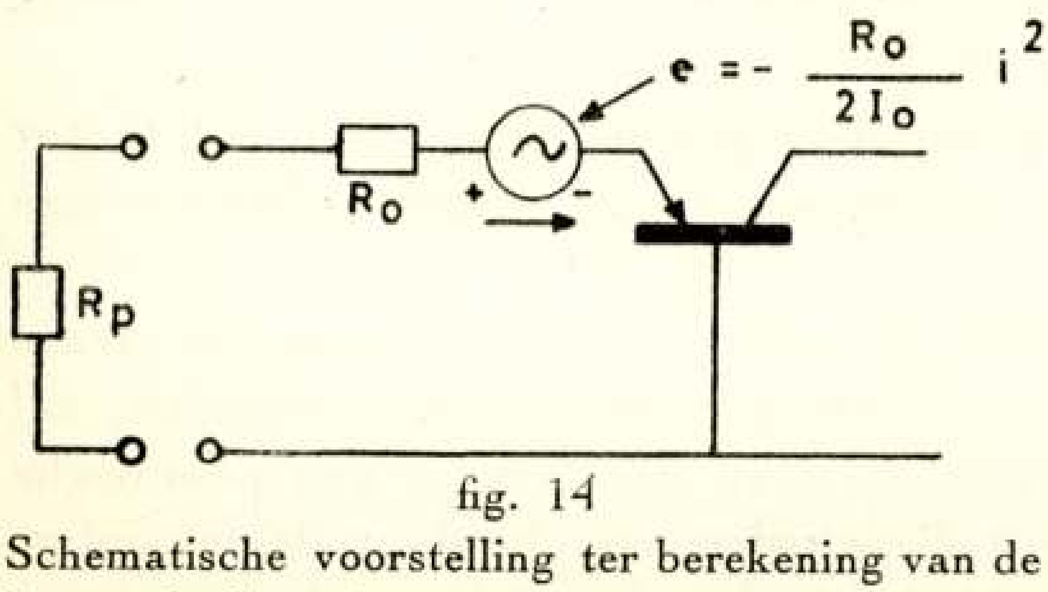


fig. 14
Schematische voorstelling ter berekening van de 2e graads distorsie van een transistor in geaarde-basisschakeling.

stand R_0, een *e.m.k.* $e = -\frac{1}{2} \frac{R_0}{I_0} i^2$ en een ideale transistor, zonder vervorming en een ingangsweerstand $R_i = 0$ (zie fig. 14).

De gang van zaken is dan als volgt: Met behulp van versterking en selectiviteit kan men gewoon lineair de grootte van twee stoorsignalen $\hat{i}_{ep} \cos \omega_p t$ en $\hat{i}_{eq} \cos \omega_q t$ in de emitter berekenen.

Het gedeelte van de *emk* e, welke voor de berekening interessant is, wordt dan:

$$e = -\frac{1}{4} \frac{R_0}{I_0} \hat{i}_{ep} \hat{i}_{eq} \cos (\omega_p - \omega_q) t .$$

Deze *emk* veroorzaakt in de emitter een stroom

$$\hat{i}_{\omega p - \omega q} = -\frac{1}{4} \frac{R_0}{I_0} \hat{i}_{ep} \hat{i}_{eq} \cos (\omega_p - \omega_q) t \frac{1}{R_p + R_0 + R_S} .$$

Hierin is R_p de impedantie van de kring op de frequentie $\omega_p - \omega_q$, R_S is een eventueel aanwezige serieweerstand.
Is het gewenste signaal $\hat{i}_{\omega g} = \hat{i}_e \cos \omega_g t = \hat{i}_e \cos (\omega_p - \omega_q) t$, dan kan men de 2e graads distorsie definiëren als:

$$d_2 = \frac{\hat{i}_{\omega p - \omega q}}{\hat{i}_{\omega g}} = \frac{1}{4} \cdot \frac{R_0}{I_0} \cdot \frac{\hat{i}_{ep} \hat{i}_{eq}}{\hat{i}_e} \cdot \frac{1}{R_p + R_0 + R_S}$$

Voor de berekening van de 3e graads distorsie moeten zowel de 2e als de 3e term van de reeks in rekening worden gebracht.

Uit bovenstaande uitdrukking blijkt, dat de distorsie kleiner wordt door:

1e betere selectiviteit, waardoor $\hat{i}_{ep}$ en $\hat{i}_{eq}$ relatief ten opzichte van $\hat{i}_e$ kleiner worden.

2e minder versterking, wanneer zowel $\hat{i}_{ep}$, $\hat{i}_{eq}$ als $\hat{i}_e$ een factor a kleiner worden, wordt ook de 2e graads distorsie een factor a kleiner.

3e door een hoge bronimpedantie $R_p + R_S$ vanuit de transistor gezien. Voor de tweede en volgende trappen, zal bij een gegeven selectiviteit en versterking een praktische begrenzing aan $R_p + R_S$ worden gesteld door de maximum toelaatbare collectorbelastingsweerstand van de voorgaande trap.

3.3. *Ruis*

3.3.1. Ingangstrap

Wil men aan de ingang van een ontvanger, dus vóór de eerste transistor, selectiviteit aanbrengen, dan zal dit altijd ten koste van de ruis gaan.

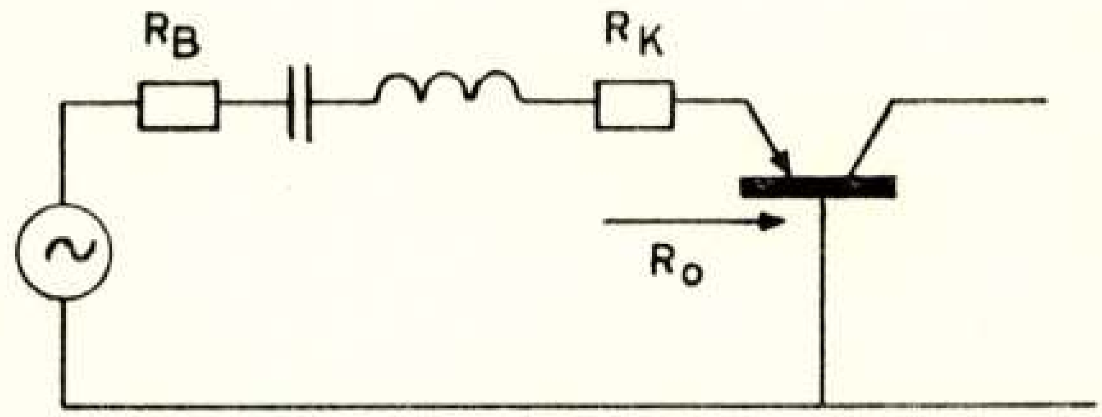


fig. 15
Transistor in geaarde-basisschakeling, gestuurd vanuit een generator met inwendige weerstand R_B in serie met een resonantiekring met verliesweerstand R_k.

Uitgaande van het eenvoudigste geval van fig. 15, waarbij van een serieresonantiekring gebruik wordt gemaakt, vindt men:

$$F = \left[1 + \zeta + \frac{R_{aeq}}{R_B + R_k} + G_{aeq}(R_B + R_k)\right] \cdot \frac{R_k + R_B}{R_B}$$

$$\frac{Q_t}{Q_o} = \frac{R_k}{R_k + R_B + R_o}$$

Hierin is R_B = bronweerstand
R_k = serie verliesweerstand van de kring
R_o = ingangsimpedantie van de transistor in g.b.s.
Q_o = oorspronkelijke kwaliteit van de kring.
Q_t = resulterende kwaliteit van de kring.

Een minimum waarde van F treedt op voor $R_k = 0$ en $R_B = R_{S_{opt}}$, maar dit betekent ook $Q_t = 0$, dus géén selectiviteit.

Men vindt, wanneer men $R_k + R_B \approx R_{S_{opt}} = 200\ \Omega >> R_o$ kiest, dat $\frac{Q_t}{Q_o} \approx \frac{R_k}{R_k + R_B}$ en dus: $F = F_{opt} \frac{1}{1 - \frac{Q_t}{Q_o}}$.

In de praktijk kan bovengeschetste situatie moeilijk worden

bereikt, zodat dikwijls de werkelijke schakeling een ongunstiger resultaat geeft, dan met bovenstaande uitdrukking overeenkomt.

3.3.2. Cascadeschakeling van twee transistors

We gaan hierbij uit van fig. 16 en nemen aan, dat het ruisgetal van de eerste transistor F_1 bedraagt en dat de hierbij behorende bronweerstand R_B is. Verder veronderstellen we, dat

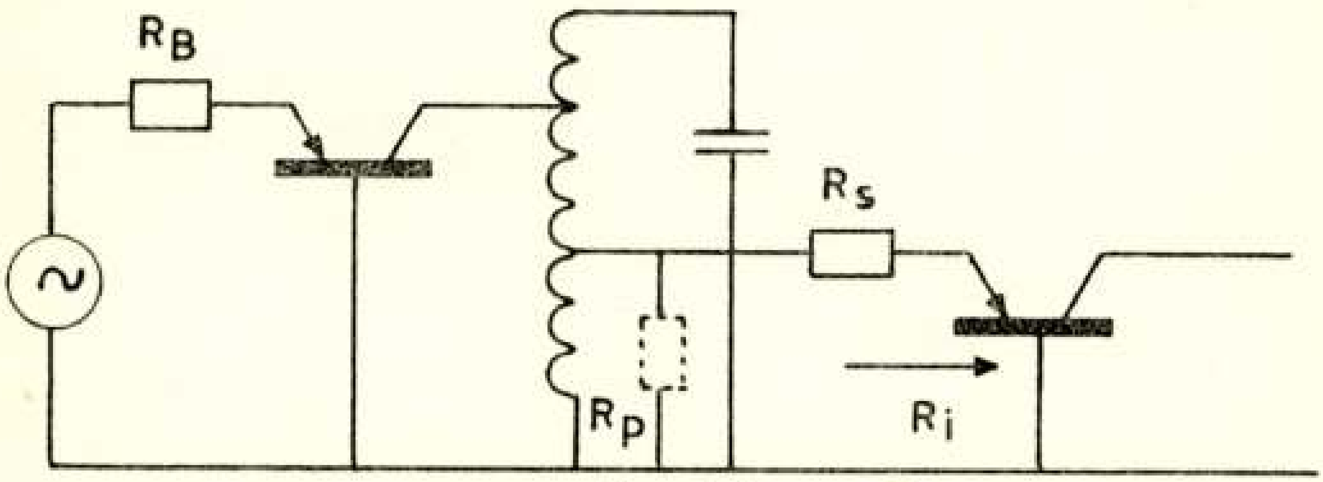


fig. 16
Cascade-schakeling van 2 transistors in geaarde-basisschakeling, waarbij een extra weerstand R_S in serie met de tweede transistor is aangebracht.

de uitgangsimpedantie van de voorgaande transistor buiten beschouwing kan blijven. Stelt R_p de verliesweerstand van de kring voor en is R_S een extra aangebrachte serieweerstand, dan vindt men voor het totale ruisgetal:

$$F_{tot} = F_1 + F_2 \frac{1}{S^2 R_B \left[\frac{R_i}{R_B + R_i}\right]^2} \cdot \frac{1}{R_c} \cdot \frac{1}{\frac{Q_0}{Q_t} - 1} \cdot \frac{R_S + R_p}{R_S + R_p + R_i} .$$

Hierin stelt R_i de ingangsweerstand van de transistor voor, S = steilheid, terwijl R_c de totale op de collector van de eerste transistor getransformeerde belastingsweerstand is.

$$F_2 = 1 + \zeta + \frac{R_{aeq}}{R_S + R_p} + G_{aeq}(R_S + R_p) .$$

Voor een geaarde-basisschakeling is $S = \frac{1}{R_0}$ en $R_i = R_0$.

Is nu $R_B > R_0$, hetgeen voor een laag ruisgetal van de eerste transistor noodzakelijk is, dan vindt men:

$$F_{tot} = F_1 + F_2 \frac{R_B}{R_c} \cdot \frac{1}{\frac{Q_0}{Q_t} - 1} \frac{R_S + R_p}{R_S + R_p + R_0}$$

Voor het geval $R_S + R_p >> R_0$ wordt de relatieve ruisbijdrage van de tweede trap bepaald door:

$$F_2 . \frac{R_B}{R_c} . \frac{1}{\frac{Q_0}{Q_t} - 1} .$$

Deze bijdrage wordt bij een bepaalde waarde van $\frac{Q_0}{Q_t}$ minimaal, wanneer F_2 zowel als $\frac{R_B}{R_c}$ minimaal zijn. Dit betekent, dat $R_S + R_p = R_{S_{opt}}$ moet zijn, terwijl voor R_c de maximum toelaatbare waarde gekozen dient te worden. Voor een geaarde-basisschakeling is $R_{S_{opt}} >> R_0$, waardoor aan de voorwaarde $\frac{R_S + R_p}{R_s + R_p + R_0} \approx 1$ wordt voldaan.

Uit de formule blijkt ook, dat selectiviteit ten koste van de ruisbijdrage gaat. Voor een praktische waarde kiezen we $\frac{Q_0}{Q_t} = 2$.

Nemen we als voorbeeld:

$R_c = 1\ k\Omega, \quad F_1 = F_2 = 1{,}6, \ \frac{Q_0}{Q_t} = 2$ en

$R_B = R_{S_{opt}} = 200\ \Omega$, dan vinden we: $F_{tot} = 1{,}6 + 0{,}3 = 1{,}9$

De stroomversterking van de eerste trap in geaarde-basisschakeling is in dit geval:

$$g = \frac{R_p}{R_p + R_S} \sqrt{\frac{R_c\ (R_p + R_S)}{R_p\ R_S}}$$

Voor $\frac{Q_0}{Q_t} = 2$ vindt men $R_p = R_S = 100\ \Omega$,

dus: $$g = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1000}{50}} = 2{,}2 .$$

We zien dus in dit geval, dat de ruisbijdrage van de tweede trap relatief gering is, dat de versterking van de eerste trap eveneens zeer beperkt is, terwijl de tweede trap gestuurd wordt vanuit een bronimpedantie $R_p + R_S = 200\ \Omega$.

Dit bovenstaande is, zowel wat ruisbijdrage als wat distorsie betreft, gunstiger dan bij de keuze $R_S = 0$.

Voor $R_S = 0$ en $\frac{Q_0}{Q_t} = 2$, vinden we voor het overeenkomstige geval:

$$R_p = R_0 = \frac{25}{I_{E_{(mA)}}} = 8\ \Omega, \qquad F_2 = 6{,}2,\ F_{tot} = 2{,}22.$$

$$g = \frac{R_p}{R_p + R_0} \sqrt{\frac{R_c\,(R_p + R_0)}{R_p\,R_0}} = \tfrac{1}{2}\sqrt{\frac{1000}{4}} = 8$$

De ruisbijdrage is dus bij $R_S = 0$ groter, de versterking van de eerste trap eveneens, terwijl de tweede trap vanuit een bronimpedantie 8 Ω inplaats van 200 Ω gestuurd wordt.

3.4. *Ruis en distorsie*

3.4.1. Ingangsschakeling

Uitgaande van het voorgaande, kunnen we het volgende concluderen:

Het aanbrengen van selectiviteit vóór de ingang van een ontvanger heeft tot doel, het frequentiegebied waarin storingen kunnen optreden te beperken. Dit gaat echter altijd gepaard met een vermindering van de gevoeligheid en wel in het gunstigste geval volgens de uitdrukking

$$F = F_{opt} \frac{1}{1 - \frac{Q_t}{Q_0}}.$$

De distorsie binnen de doorlaatband zal in eerste instantie gelijk zijn aan die, welke ontstaat wanneer geen selectiviteit wordt aangebracht.

3.4.2. Cascadeschakeling van twee transistors

Wanneer er selectiviteit tussen 2 transistors wordt aangebracht, dan zal dit gaan ten koste van de ruis en de distorsie binnen de doorlaatband. Het blijkt, dat in het geval van een parallel resonantiekring het aanbrengen van een extra serieweerstand beide nadelen tot een minimum beperkt, hoewel dit altijd nog ongunstig is ten opzichte van het geval, dat beide transistors aperiodisch gekoppeld worden.

4. Automatische versterkingsregeling

Wanneer 2 dioden parallel worden geschakeld (zie fig. 17) dan geldt voor deze dioden:

$$i_1 = I_{o_1} (\varepsilon^{qv/kT} - 1)$$

$$i_2 = I_{o_2} (\varepsilon^{qv/kT} - 1)$$

Hierin is I_{o_1} resp. I_{o_2} de gelijkstroominstelling van de diode, i_1 resp. i_2 de wisselstroom door de diode en v de wisselspanning over beide dioden. Is i de totale wisselstroom door beide dioden samen, dus $i = i_1 + i_2$, dan vindt men daar $i_1 / i_2 = I_{o_1} / I_{o_2}$ dat $i_2 = i \dfrac{I_{o_2}}{I_{o_1} + I_{o_2}}$.

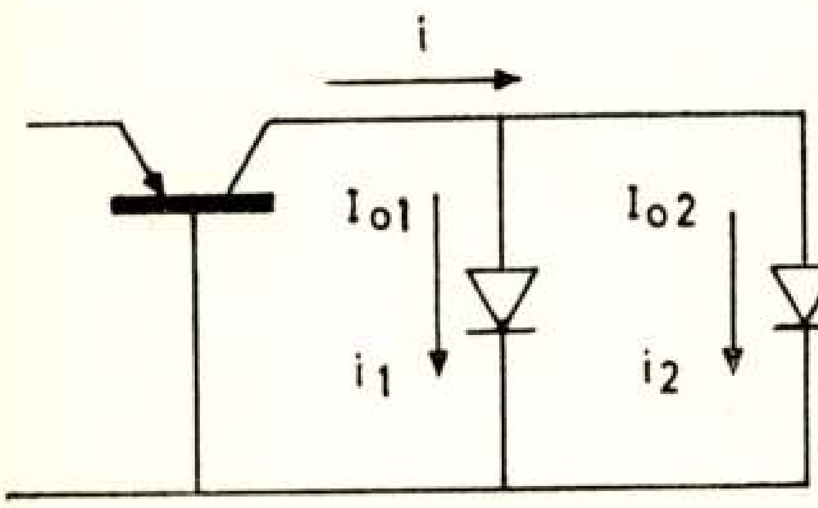


fig. 17
ASR - schakeling met twee dioden.

Dit betekent, dat wanneer i vervormingsvrij is, dit eveneens het geval zal zijn met i_2 bij elke waarde van $\dfrac{I_{o_2}}{I_{o_1} + I_{o_2}}$. Dit zal b.v. het geval zijn, wanneer de schakeling vanuit een stroombron wordt gevoed.

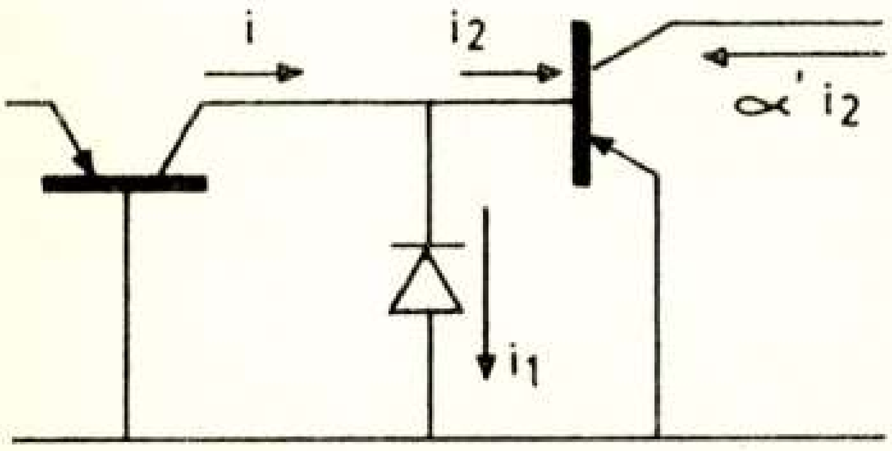


fig. 18
ASR - schakeling met diode en transistor.

Door $\dfrac{I_{o_2}}{I_{o_1} + I_{o_2}}$ te variëren, kan de gewenste demping worden ingeschakeld.

Inplaats van dioden kan men in principe ook transistors toepassen.

In de figuren 18, 19 en 20 zijn een aantal mogelijke gevallen aangegeven.

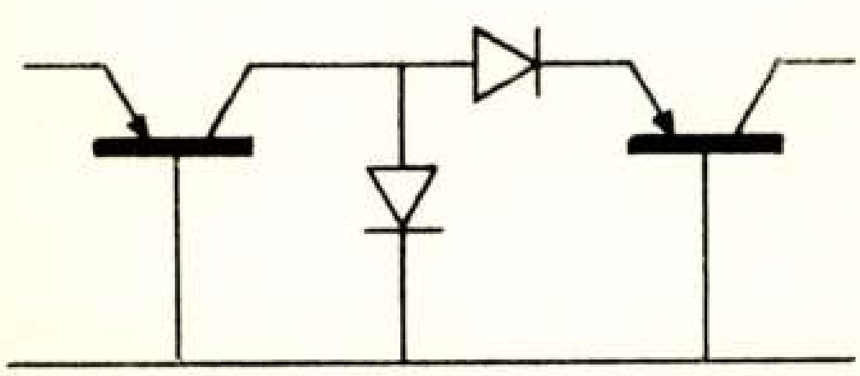


fig. 19
ASR - schakeling met twee dioden, gebruikmakende van de lage ingangsweerstand van een transistor in geaarde-basisschakeling.

Voor een ruime volumeregeling (40 dB) dient de diode of transistor over een groot stroombereik een

exponentieel karakter te hebben. In de praktijk blijkt dit speciaal bij *Si*-dioden het geval te zijn. De methode waarmee de stroom i_2 wordt afgenomen, mag deze karakteristiek niet beïnvloeden.

De invloed van de ruis is het belangrijkst, wanneer de dem-

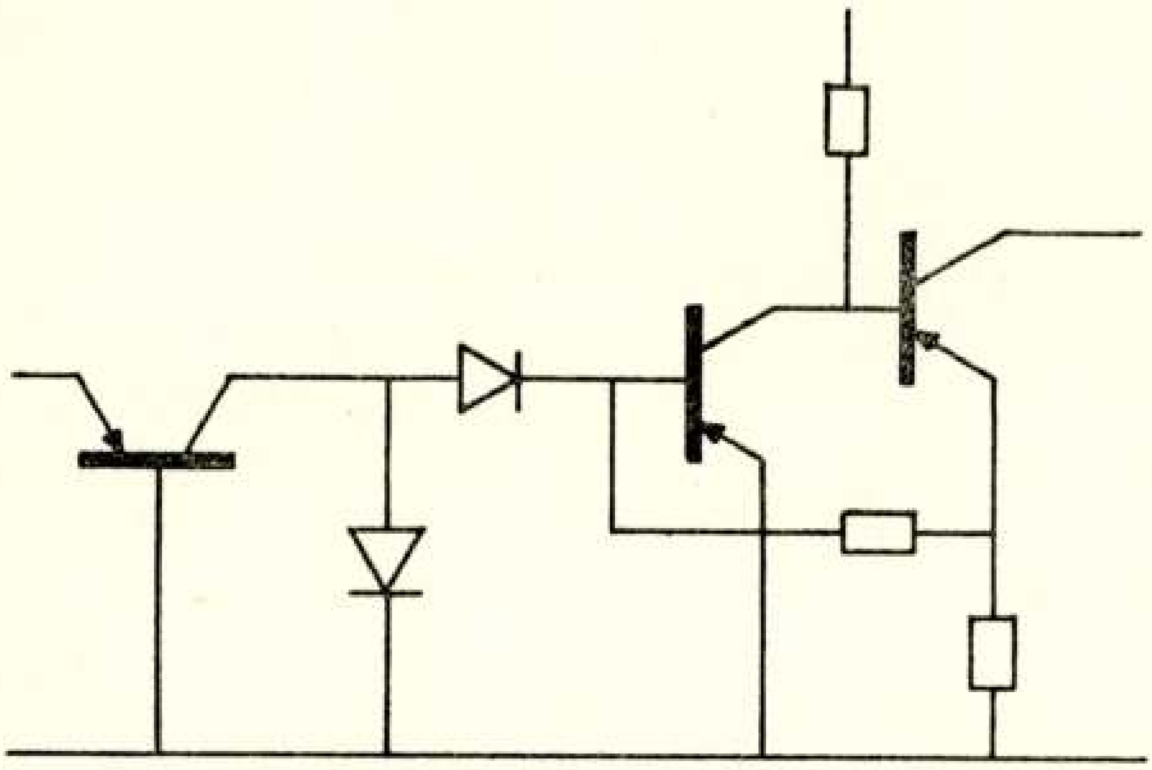


fig. 20
ASR - schakeling met dioden, gebruikmakende van de lage ingangsweerstand van een tegengekoppelde versterker.

ping op 0 dB is ingesteld, in dat geval heeft n.l. het ontvangen signaal de kleinste waarde. In dat geval voert alleen de seriediode stroom en wordt deze bovendien nog vanuit een hoge impedantie gestuurd, de invloed van de ruis van deze diode zal dan zeer gering zijn.

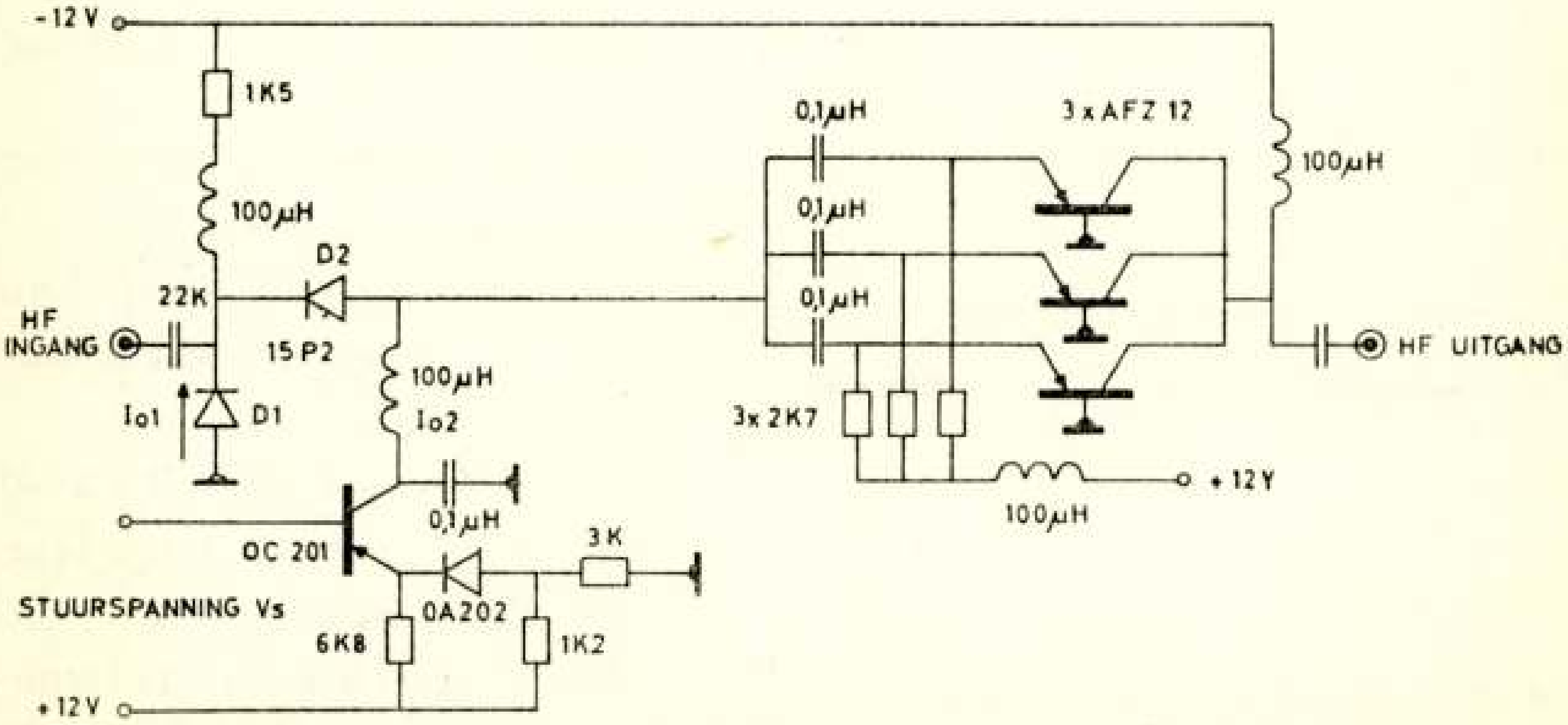


fig. 21
Praktische uitvoering van een *ASR* - schakeling. Links de *ASR* - dioden, in het midden de stuursignaalversterker en rechts de h.f. stroomversterker.

Als voorbeeld is de schakeling van fig. 21 gegeven, waarbij de volgende eigenschappen gelden.

Gebruikte dioden: Thomson Houston 15 *P* 2, somstroom dioden 8 *mA*.

Stroom transistor 10 *mA*; Dempingsbereik 30 dB.

Bij 0 dB demping: F_{tot} zonder *ASR*-schakeling 6,8 dB
F_{tot} met *ASR*-schakeling 7,1 dB

2e graads distorsie < -60 dB t.o.v. een stoorsignaal van 1 *mA*.
3e graads distorsie < -75 dB t.o.v. een stoorsignaal van 1 *mA*.
Kruismodulatie $K < -50$ dB bij $i_{ongewenst} = 2\ mA$.

Manuscript ontvangen op 12 mei 1961.

Werking en eigenschappen van tunneldioden

door L. J. Tummers *)

Voordracht gehouden voor het Nederlands Radiogenootschap op 17 februari 1961.

Summary

After a qualitative description of the physical mechanisms, which are responsible for the operation of a tunneldiode, a survey is given of the electrical properties of currently available tunneldiodes.

1. Inleiding

Een van de interessantste voortbrengselen op halfgeleidergebied van de laatste jaren is zonder twijfel de tunneldiode geweest. Deze diode is wat opbouw betreft een *PN* gelijkrichter, die echter in de stroom- spanningskarakteristiek een gedeelte vertoont met een negatieve differentiaalweerstand. De grote interesse, waarmee dit element ontvangen is, wordt verklaard door het feit dat deze diode eenvoudig van opzet lijkt en dat de negatieve weerstand bewerkstelligd wordt door het quantummechanische tunneleffect, dat zeer snel is, zodat gebruik bij zeer hoge frequenties mogelijk is. Hoewel het tunneleffect op zichzelf bekend was, heeft *Esaki* [1]) in 1958 aangetoond dat het gebruikt kon worden voor het verkrijgen van negatieve weerstanden in halfgeleiderdiodes. Figuur 1 geeft een voorbeeld van een stroom-spanningskarakteristiek van een germanium tunneldiode.

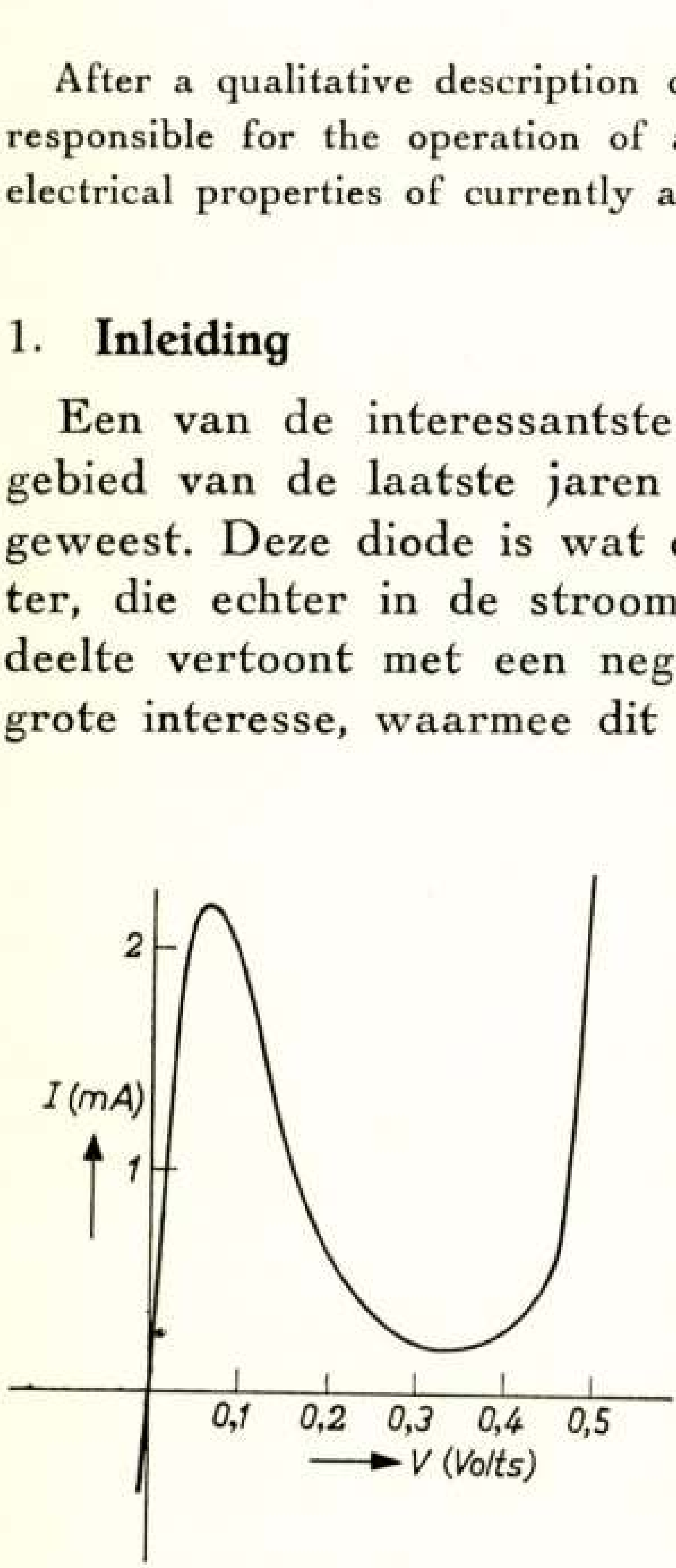


Fig. 1
Stroom- spanningskarakteristiek van een germanium tunneldiode.

*) Natuurkundig Laboratorium, NV Philips Gloeilampenfabrieken, Eindhoven.

2. Werking

Ook bij normale *PN* dioden kan het tunneleffect een rol spelen en wel bij de z.g. Zenerdoorslag, waarbij boven een zekere spanning in de tegenrichting de diode sterk stroom kan gaan geleiden. Voor een kwalitatieve beschrijving van de werking van de tunneldiode kan een beschouwing van dit doorslagverschijnsel als uitgangspunt dienen, waarbij dan ook enkele aspecten van de werking van een normale *PN* overgang ter sprake kunnen komen.

Essentiëel voor de eigenschappen van alle *PN* overgangen is het feit, dat in een *N* type halfgeleider de geleiding hoofdzakelijk plaats vindt door electronen in de z.g. geleidingsband, in een *P* type halfgeleider door gaten met een positieve lading in de z.g. valentieband. Deze valentie- en geleidingsband hebben betrekking op de energie die de ladingsdragers kunnen hebben. Zij zijn van elkaar gescheiden door de verboden zône, d.w.z. door een band waarin geen voor de ladingsdragers toegestane energieniveaus aanwezig zijn. Hierbij dient te worden opgemerkt, dat indien in een band alle energieniveaus met electronen bezet zijn deze electronen niet tot de geleiding kunnen bijdragen. De geleiding door gaten komt tot stand wanneer er in de valentieband electronen ontbreken.

N en *P* type materialen met een bepaald geleidingsvermogen kunnen worden verkregen door in een halfgeleider vreemde atomen („verontreinigingen") van het geschikte type en in de geschikte hoeveelheid aan te brengen.

Maakt men in een kristal een overgang van *P* naar *N* type dan ontstaat er ter plaatse van deze overgang een ruimteladingsdubbellaag. In de buurt van de overgang zullen n.l. een

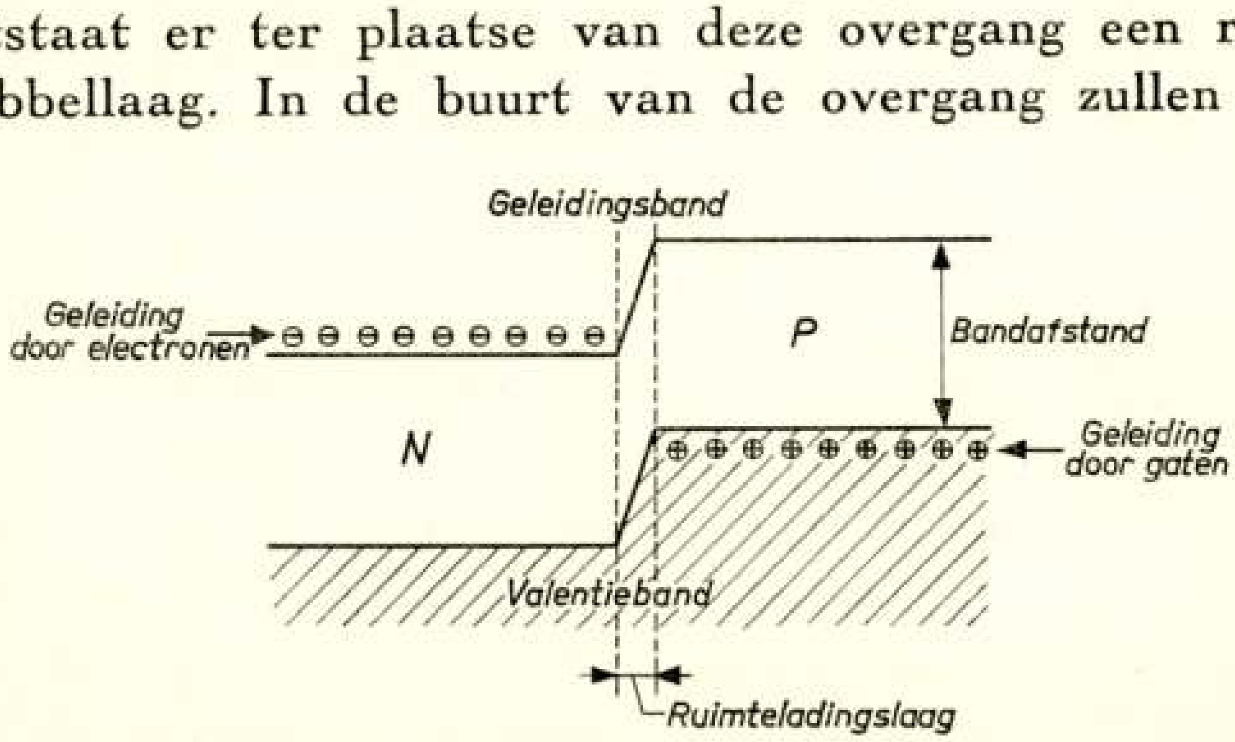


Fig. 2
Potentiaalverloop in normale *PN* overgang zonder uitwendig aangelegde spanning (schematisch).

aantal electronen uit het N type en een aantal gaten uit het P type met elkaar recombineren. Hierdoor ontstaat er bij de overgang in het N type gebied een positieve, in het P type gebied een negatieve ruimtelading. Zodoende ontstaat er in het kristal een spontane potentiaalsprong waarvan de grootte afhangt van de mate waarin het P en N type van elkaar verschillen. Hoe zwaarder de beide gebieden zijn verontreinigd, des te groter wordt deze „ingebouwde" spanning, des te groter ook de ruimteladingsdichtheid en des te geringer de dikte van de dubbellaag (ook barrière genaamd).

Een schematisch potentiaalplaatje van een PN overgang zonder uitwendig aangelegde spanning wordt in figuur 2 aangegeven.

In fig. 3 is de hier beschouwde normale PN overgang geschetst als er een voorwaartsspanning is aangelegd. De richting van de spanning is zodanig dat de barrièrehoogte afneemt.

Hoewel zowel in het N als in het P gebied het geleidingsvermogen groot kan zijn, is de stroom door een PN overgang toch meestal relatief klein. Het lopen van de stroom wordt n.l. belemmerd door het feit, dat de geleiding in het N type in de geleidingsband maar in het P type in de valentieband plaats vindt en dat de stroom dus gaande van het ene gebied in het andere van ladingsdragerstype moet wisselen. Deze wisseling, die geschiedt via de z.g. recombinatie of generatie, vormt a.h.w. de weerstand van de PN overgang. Bij een gegeven spanning wordt de grootte van de stroom bepaald door de afstand die er voor nodig is om deze ladingsdragerswisseling te doen plaats vinden. Deze afstand is doorgaans veel groter dan de dikte van de ruimteladingslaag. Hierdoor is het b.v. mogelijk dat er dichtbij de overgang in het P gebied een aanzienlijke electronenstroom kan lopen (zie fig. 3). Electronen kunnen in het geval van een voorwaartsspanning vanuit het N gebied een eind het P gebied in lopen voordat zij door recombinatie met gaten ver-

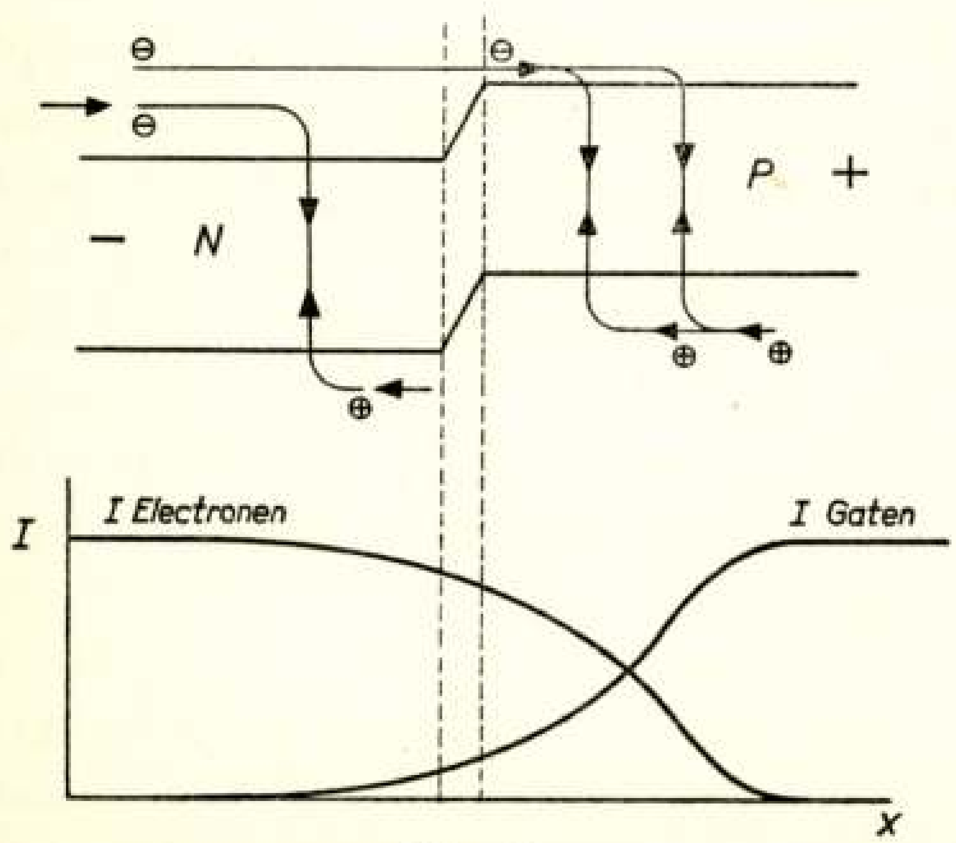


Fig. 3
Potentiaalverloop- en stroomverloop in PN overgang in voorwaartsrichting.

dwijnen. Deze z.g. minderheidsstromen zijn karakteristiek voor *PN* overgangen, maar beperken tevens vaak hun werkingssnelheid. Zij gaan n.l. gepaard met extra concentraties van ladingsdragers, hetgeen tot capacitieve effecten aanleiding geeft.

Een spanning in de tegenrichting doet de ingebouwde potentiaalsprong toenemen zodat b.v. de in fig. 4 geschetste situatie kan ontstaan.

Indien nu de barrière maar dun genoeg is kan zich een nieuwe mogelijkheid voordoen voor het lopen van stroom. De in het *P* type aanwezige electronen in de valentieband kunnen nu direct door de sperlaag heen naar de geleidingsband van het *N* gebied „tunnelen".

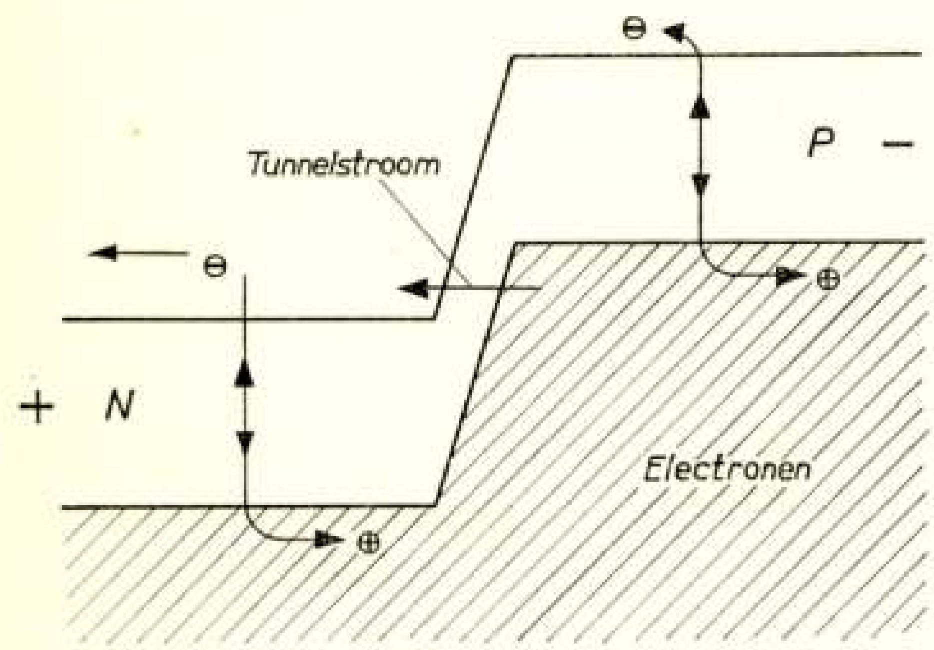


Fig. 4
PN overgang in tegenrichting.

Dit tunnelen is een quantummechanisch verschijnsel waarbij de ladingsdrager door een potentiaalberg heen kan dringen, mits aan de voorwaarden voldaan is dat het electron aan de andere kant van de barrière een energetisch gelijkwaardig niveau beschikbaar vindt en dat de potentiaalberg dun is. De tunnelstroomdichtheid kan zeer groot worden. Dit mechanisme bepaalt in sommige gevallen de doorslagspanning van *PN* overgangen.

In het hier beschreven geval moest om tunnelen te laten optreden een uitwendige spanning aangelegd worden om er voor te zorgen dat de electronen in de geleidingsband in het *N* type en de gaten in de valentieband in het *P* type ongeveer op het zelfde potentiaalniveau kwamen te liggen. Uit het voorgaande volgt dat dit al bereikt kan worden in het geval van geen uitwendig aangelegde spanning als men erin slaagt het *P* en *N* type zodanig verschillend te maken dat het spanningsverschil groter wordt dan de breedte van de verboden zône (de bandafstand).

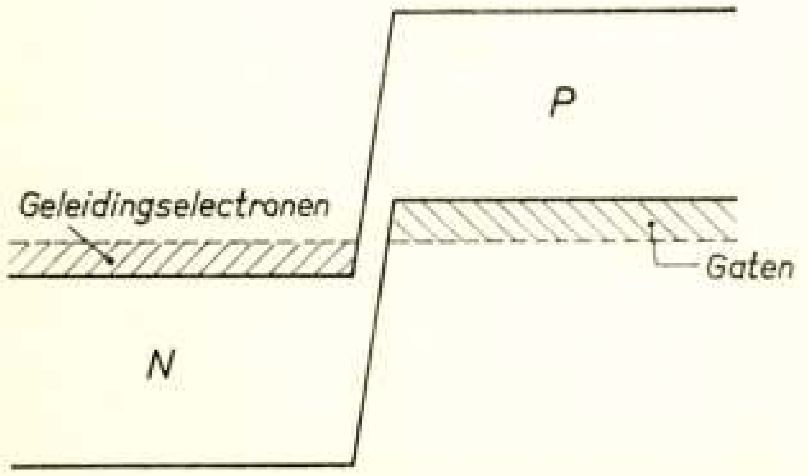


Fig. 5
Bandenplaatje van tunneldiode zonder uitwendig aangelegde spanning.

De overgang moet wel abrupt zijn om de barrière dun te houden. In dit geval - zie fig. 5 - verkrijgt men dan een tunneldiode.

Bij het aanleggen van een spanning in de tegenrichting komt men nu direct te verkeren in het doorslaggebied zoals dit hiervoor beschreven is. (fig. 6a) Doch ook bij een kleine voorwaartsspanning blijft de tunnelmogelijkheid aanwezig, zolang de banden elkaar „blijven zien". Er kan derhalve bij kleine voorwaartsspanningen dank zij de tunnelmogelijkheid een flinke stroom lopen (Fig. 6b).

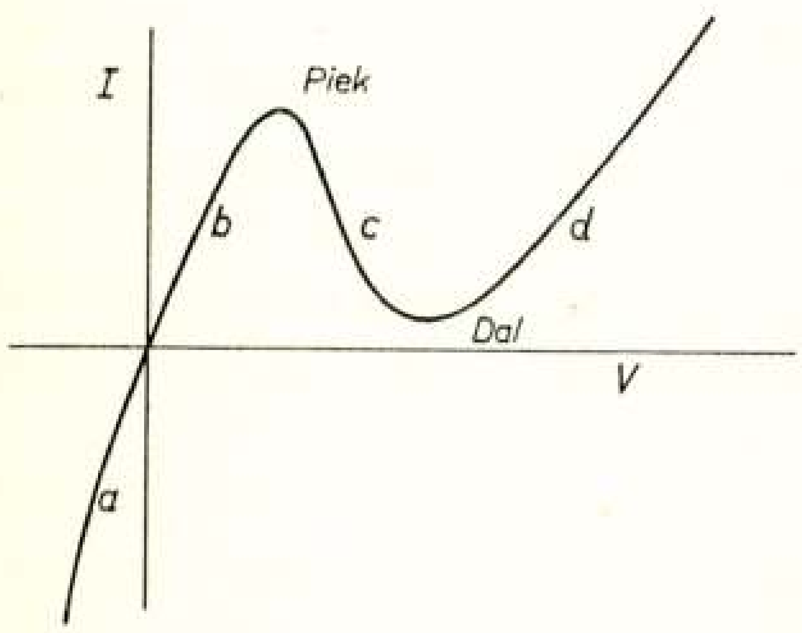


Fig. 6
Stroom- spanningskarakteristiek van tunneldiode met de gebieden a, b, c en d.

Bij het toenemen van de voorwaartsspanning krijgt een toenemend aantal electronen uit het N type de kans om naar de P type valentieband te tunnelen, daar er dan op gelijkwaardige energieniveaus plaats voor hen is (fig. 7a). Dit gaat door tot een zodanige spanning dat een gedeelte van de electronen in de geleidingsband van het N type komt te liggen tegenover de verboden band van het P type (fig. 7b). Vanaf deze spanning zal de tunnelstroom weer gaan afnemen (fig. 6c). De tunnelstroom zal tenslotte tot nul gedaald

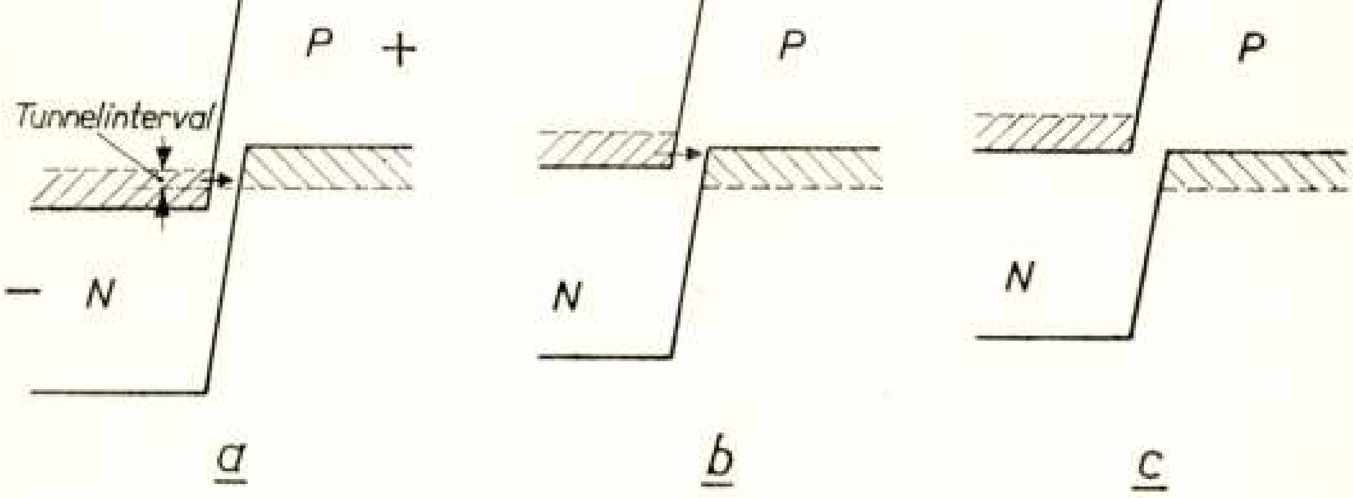


Fig. 7
Bandenplaatje van tunneldiode in voorwaartsrichting.

zijn bij een spanning waarbij de banden a.h.w. ontkruist zijn (fig. 7c). De karakteristiek zal dan verder het normale verloop vertonen van een PN overgang in de voorwaartsrichting (fig. 6d).

3. Eigenschappen

De momenteel meest in gebruik zijnde tunneldioden zijn die welke gemaakt zijn op germanium en op galliumarsenide. Terwijl in de meeste germaniumbouwelementen een verontreinigingsgraad in de orde van 10^{15} atomen per cm^3 normaal is, is voor het maken van een tunneldiode een veel groter aantal verontreinigingen nodig en wel in de orde van 10^{20} per cm^3, d.w.z. een verontreinigingsgraad van 1 ‰ à 1%. De hierbij te realiseren spontane potentiaalsprong is in het algemeen slechts enkele honderden millivolts groter dan de bandafstand. Hieruit volgt dat bij een voorwaartsspanning van enkele honderden millivolts de banden „ontkruist" zullen zijn en de tunnelkans dus is afgelopen. De spanning in het dal van de karakteristiek ligt derhalve altijd in de orde van enkele honderden millivolts, zodat de tunneldiode essentiëel een element is voor lage spanningen.

De stroom in de piek daarentegen kan zeer grote waarden aannemen. De tunnelstroomdichtheid hangt exponentiëel af van de dikte van de barrière, zodat relatief kleine veranderingen in het geleidingsvermogen van het uitgangsmateriaal een grote invloed hebben op de tunnelstroomdichtheid. Bij een gegeven stroomdichtheid wordt de grootte van de piekstroom bepaald door het oppervlak van de overgang. Daar de spanning in het dal vrijwel vastligt geldt voor de grootte van de negatieve differentiaalweerstand R_{-} bij benadering voor germanium

$R_{-} = -\frac{100}{I_p}\,\Omega$, wanneer I_p in mA gegeven is.

Naar gelang de grootte van het oppervlak en de verontreinigingsgraad van het materiaal zijn dioden te maken met waarden van I_p tussen 10 μA en 10 A. Hierbij kunnen stroomdichtheden voorkomen van de orde 10^5 A/cm^2. Er is dus een flinke variatie mogelijk in de waarde van de negatieve weerstand. Men moet er echter rekening mee houden dat, wil men in het negatieve deel van de karakteristiek kunnen instellen, de serieweerstand in het kristal plus de belastingsweerstand samen kleiner moeten zijn dan $-R_{-}$.

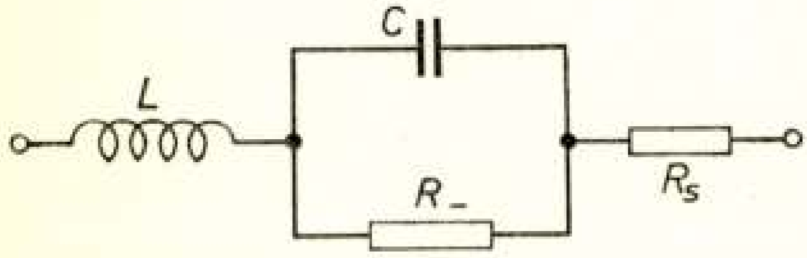


Fig. 8
Vervangschema van tunneldiode

Daar het tunneleffect zelf zeer snel is en de stromen in het gebied met de negatieve weerstand meerderheidsstromen zijn

kan de tunneldiode in dit gebied tot zeer hoge frequenties gebruikt worden, waarbij het gedrag af te leiden valt uit het vervangschema van fig. 8.

Hier is C de capaciteit van de PN overgang,
R_- de negatieve weerstand
R_s de serieweerstand in het kristal
en L de zelfinductie van de toevoerdraden.

Om oscillaties te voorkomen moet hierbij gelden

$$L < -R_+ R_- C.$$

waarin R_+ de serie- + belastingsweerstand voorstelt.
Daar de barrière in een tunneldiode zeer dun moet zijn — in de orde van 100 Å — wordt de capaciteit relatief groot en wel enkele $\mu F / cm^2$. Het oppervlak van de overgang moet daarom zeer klein gemaakt worden om kleine capaciteiten te verkrijgen, daar anders de altijd aanwezige zelfinductie van de toevoerleidingen gebruik bij hoge frequenties zou uitsluiten.

Voor het product $|R_- C|$ zijn waarden tussen 10^{-9} en 10^{-11} sec bereikbaar. Zelfinducties worden klein gehouden door de diodes met zeer korte toevoerdraden af te monteren in „striplines", waardoor waarden voor L van 0,2 nH mogelijk zijn.

Voor het gebruik als 2-toestanden schakelaar is een maat voor de schakelsnelheid de waarde van C/I_p (I_p = stroom in de piek). Hiervoor kunnen, afhankelijk van I_p, waarden worden verwezenlijkt tussen 20 pF / mA en 0,1 pF / mA. waardoor schakelsnelheden beneden 1 nanosec. kunnen worden bereikt.

Op verschillende halfgeleidende materialen zijn tunneldiodes gerealiseerd. De bruikbaarste resultaten zijn hierbij verkregen op germanium en op galliumarsenide. De $GaAs$ dioden hebben waarden van de spanning in de piek en in het dal van resp. 100 en 500 mV, dus hoger dan bij germaniumdioden, waar deze waarden b.v. 50 mV en 350 mV kunnen bedragen. Bij alle dioden is de stroom in het dal hoger dan uit theoretische overwegingen was afgeleid. Verhoudingen van piek- tot dalstromen van meer dan 10 bij germanium en 50 bij $GaAs$ zijn echter toch te realiseren.

Het voordeel van de tunneldiode is dus de intrinsieke snelheid en de eenvoudige opbouw.
Voorts strekt de werking zich over een groot temperatuurgebied uit. De karakteristieken zijn niet zeer temperatuurafhan-

kelijk, doch het hangt van de toepassing af of deze onafhankelijkheid voldoende is. Daar de diode is opgebouwd uit materiaal met zeer hoog geleidingsvermogen is hij ook minder dan andere halfgeleiderelementen gevoelig voor uitwendige invloeden, zoals voor waterdamp of radioactieve straling.

Uit theoretische overwegingen is te verwachten dat de ruis het karakter heeft van hagelruis. Dit is door verschillende metingen bevestigd.

Als nadeel moet op de eerste plaats genoemd worden het feit, dat de tunneldiode een tweepool is. Er is dus geen isolatie tussen trappen en men beschikt niet over een schakelelectrode. De voeding met laagohmige gelijk- en wisselstroomimpedanties kan ook wel eens moeilijkheden geven.
In het voorgaande is vermeld dat de karakteristieken zeer sterk afhangen van de verontreinigingsgraad van het uitgangsmateriaal. Dit betekent dat het technologisch moeilijk is zeer kleine spreidingen in karakteristieken te realiseren. Speciaal voor schakeltoepassingen zijn zeer geringe spreidingen echter wel vaak gewenst.

De tunneldiode kan in vele soorten schakelingen worden gebruikt. Voor verdere beschouwingen over de theorie en de vervaardiging en voor een overzicht over enkele toepassingen moge naar de referenties 2 en 3 verwezen worden.

Referenties

1) L. Esaki, Phys, Rev. **109** (1958) 603.
2) A. Schmitz, Ned. Tijdschr. v. Natuurkunde **27** (1961) 133.
3) J. C. Balder, Tijdschr. Ned. Radiogenootschap **26** (1961) 167.

Manuscript ontvangen 9 augustus 1961.

Toepassing van tunnel-diodes in niet-lineaire schakelingen

door J. C. Balder *)

Voordracht gehouden voor het Nederlands Radiogenootschap op 17 februari 1961.

Summary

A discussion of some tunnel-diode switching circuits is given. The conditions for non-linear behaviour are calculated and a figure of merit for the switching time is derived. Mono- and bistable circuits, the relaxation oscillator and the tunnel-diode pair are treated. A three-phase supply system is indicated as a means for unidirectional information flow.

1. Inleiding

De statische stroom-spanningskarakteristiek van de tunnel-diode wordt bekend ondersteld (fig. 1). Ook het feit dat wanneer we een belastinglijn trekken zodanig dat $R_S > |R_-|$, waarbij R_S de belastingsweerstand (of serie-weerstand) en R_- de negatieve weerstand van het vallend deel van de karakteristiek voorstelt, er twee stabiele werkpunten en één onstabiel werkpunt zijn, alsmede het feit dat wanneer de belastinglijn zodanig is dat $R_S < |R_-|$ er een stabiel werkpunt mogelijk is op het deel van de karakteristiek met negatieve helling. Dit spreekt niet vanzelf. De tunnel-diode-karakteristiek heeft namelijk een N-vorm maar men kan ook een S-vorm hebben zoals deze b.v. bij het thyratron voorkomt. De belasting - dit is een ervaringsfeit - die bij

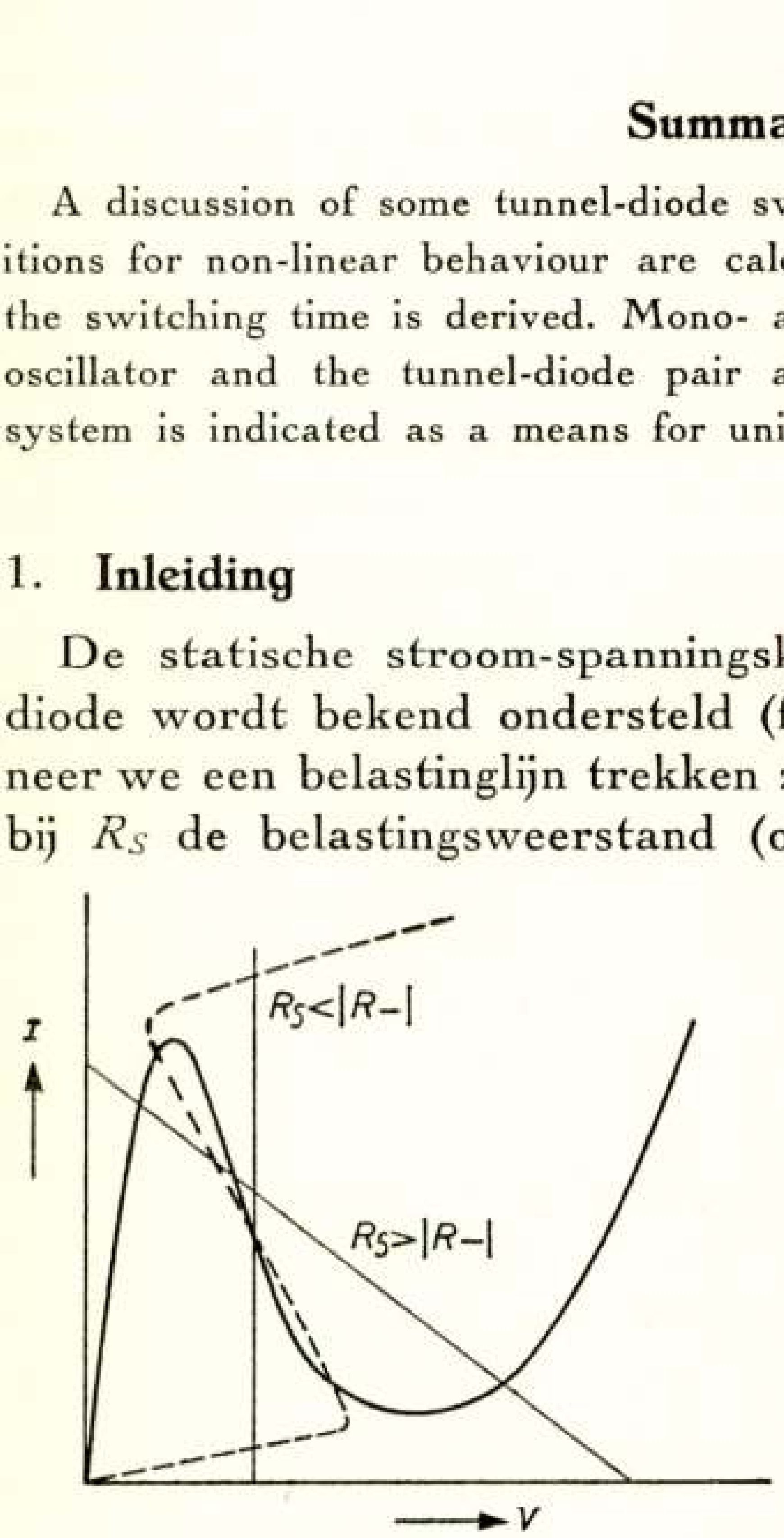


fig. 1
Tunnel-diode karakteristiek („N") en thyratron karakteristiek („S").

*) Natuurkundig Laboratorium N.V. Philips' Gloeilampen, Eindhoven, Nederland

de tunnel-diode een instabiel werkpunt in de dalende tak van de karakteristiek veroorzaakt, zal bij het thyratron een stabiel werkpunt geven en omgekeerd: die belasting welke de tunnel-diode op het vallend deel van zijn karakteristiek stabiel instelt geeft bij de S-vormige karateristiek een instabiel werkpunt. Hieruit blijkt dat we op grond van het snijden van de belastingslijn met de negatieve statische karakteristiek alléén geen uitspraak kunnen doen over het al dan niet stabiel zijn.

We moeten daartoe het negatieve deel van de „N"- en „S" -vormige karakteristieken dynamisch onderzoeken. Dan zal blijken dat om de bovengenoemde stabiele punten te verwezenlijken er een reactief element parallel aan of in serie met het negatieve element aanwezig moet zijn. Met name moet er dan in de tunnel-diode een parallelcapaciteit en in het thyratron een serie-zelfinductie aanwezig zijn. Of anders gezegd: de tunnel-diode is een kortsluit-stabiele negatieve weerstand en het thyratron is een open-stabiele negatieve weerstand. We kunnen dit ook refereren aan het feit dat een belasting $R_s = 0$ een stabiele instelling geeft bij de tunnel-diode en dat een belasting $R_s = \infty$ een stabiele instelling bij het thyratron waarborgt. Het ziet er dus naar uit dat er een verband is tussen het kortsluit-stabiel zijn en de ‚N'-karakteristiek en het open-stabiel zijn en de ‚S'-karakteristiek.

Voor het bepalen van de stabiele en niet-stabiele gebieden met de daarbij behorende voorwaarden moet men de differentiaalvergelijking van het systeem opstellen.

2. De differentiaalvergelijking

We bepalen de differentiaalvergelijking van het circuit, n.l. het vervangschema van een tunnel-diode met serieweerstand, zoals dat in fig. 2 is weergegeven. Aannemend dat op een bepaald ogenblik de stromen i, i_C en i_R lopen vindt men voor de lading q op de parallelcapaciteit de vergelijking:

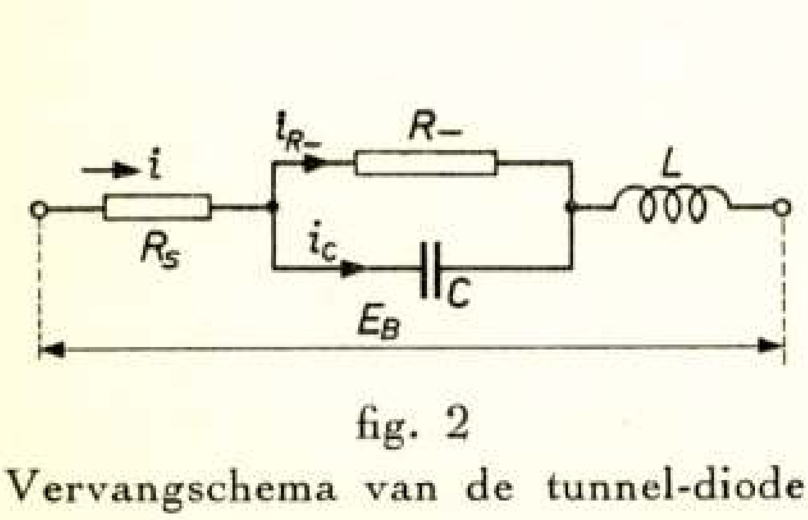


fig. 2
Vervangschema van de tunnel-diode.

$$L \frac{d^2 q}{dt^2} + \left(R_s + \frac{L}{CR_-}\right) \frac{dq}{dt} + \frac{q}{C} \left(\frac{R_s}{R_-} + 1\right) = 0, \qquad (1)$$

De oplossing heeft de volgende vorm:

$$q(t) = A\, e^{(a-\sqrt{b})t} + B\, e^{(a+\sqrt{b})t}, \tag{2}$$

$$\text{waarbij } a = -\frac{\left(R_s + \dfrac{L}{CR_-}\right)}{2L} \tag{2a}$$

$$\text{en } b = \frac{\left(R_s + \dfrac{L}{CR_-}\right)^2 - \dfrac{4L}{C}\left(\dfrac{R_s}{R_-} + 1\right)}{2L^2} \tag{2b}$$

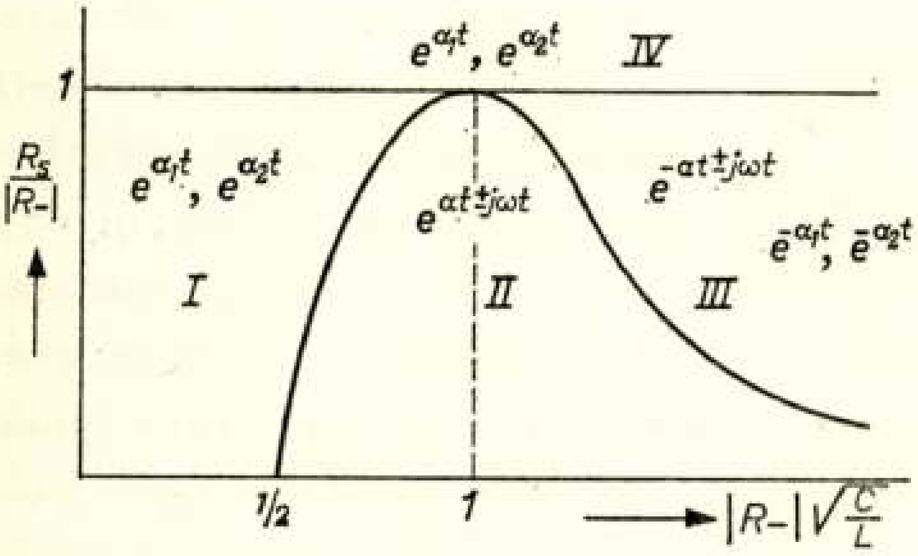


fig. 3

Oplossingen van $q(t)$

gebied I : exponentiële toename; relaxatie-oscillator

gebied II : toenemende oscillatie: oscillatoren

gebied III: versterking en verzwakking

gebied IV: exponentiële toename; mono- en bistabiel schakelen.

A en B zijn constanten afhankelijk van de beginvoorwaarden.

Men vindt zo voor $q(t)$ verschillende oplossingen afhankelijk van de tekens van a en b. Voor de gebieden waarin de oplossingen liggen zie fig. 3. We interesseren ons in dit artikel voor niet-lineaire toepassingen d.w.z. voor de oplossingen die een exponentiële toename met de tijd vertonen (a en $b > 0$) en wel hoofdzakelijk in het gebied $R_s > |R_-|$ en voor één bepaalde toepassing, de relaxatie-oscillator, in het gebied

$$\frac{R_s}{|R_-|} > 1 \text{ en } |R_-| \sqrt{\frac{C}{L}} < \frac{1}{2}, \text{ zie weer fig. 3.}$$

3. Schakelsnelheid

De uit een bepaalde schakeling verkregen stijgtijd van een puls wordt veel gehanteerd als een maat voor de waardering van de tunnel-diode als schakelaar. We zullen in het volgende dan ook aangeven wat ermee bedoeld wordt en hoe men deze kan meten. We doen daartoe de volgende proef. We sturen een tunnel-diode met een stroombron zodanig dat de van nul

aangroeiende stuurstroom juist iets groter wordt dan de piekstroom van de diode (fig. 4.) De spanning volgt de positieve karakteristiek tot punt A, dan treedt een discontinuïteit op en de spanning schakelt van A naar A'. Aannemend dat de schakeltijd van de tunnel-diode snel is t.o.v. de stroomtoename van de stuurpuls en dat het tunnelmechanisme op zichzelf, d.w.z. afgezien van de capaciteit, snel genoeg is, zodat de statische en dynamische $i - v$ karakteristiek gelijk zijn, kan men uit het vervangschema de schakeltijd berekenen. Men heeft hier weer het vervangschema nodig met inbegrip van de reactieve elementen omdat uit de $i - v$ karakteristiek als zodanig geen snelheidsbeperkingen volgen.

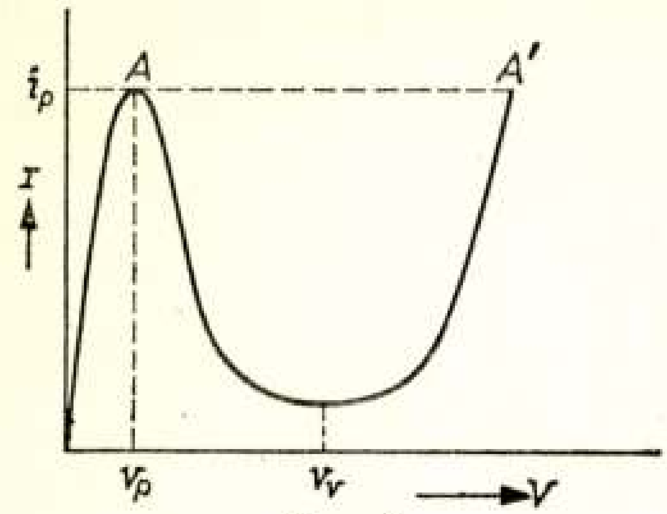


fig. 4
Tunnel-diode door stroom geschakeld.

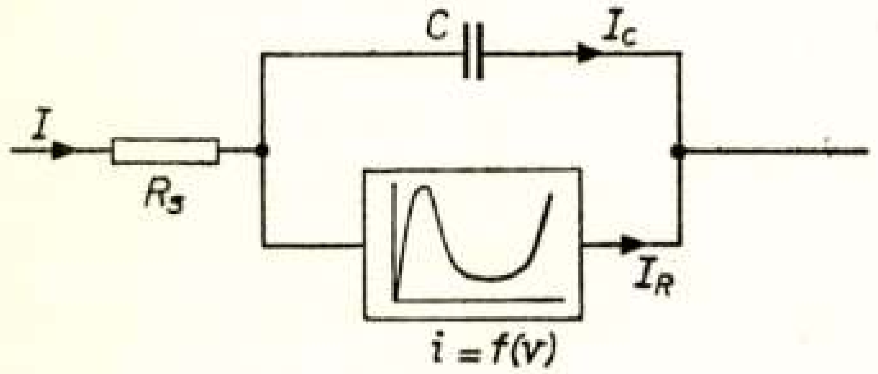


fig. 5
Schakel-vervangschema.

Fig. 5 geeft het vervangschema weer. De zelfinductie nemen we in de berekening niet mee omdat de stuurstroom langzaam varieert.

De knooppuntvergelijking wordt:

$$I = I_c + I_R \tag{3}$$

$$I_c = I - I_R = \frac{CdV}{dt} \tag{3a}$$

$$dt = C\,\frac{dV}{I - I_R} \text{ en dit geeft} \tag{4}$$

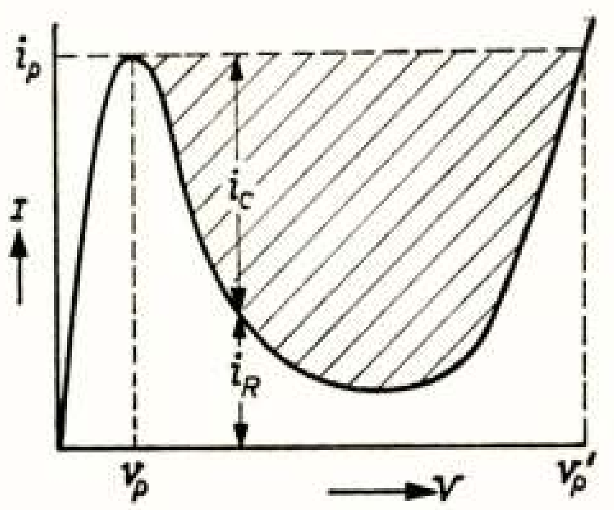
$$t\,(v) = C \int_{v = v_p}^{v = v_p'} \frac{dV}{I - I_R} \tag{5}$$

Hierin is aangenomen dat C niet afhankelijk van de spanning is.

In fig. 6a stelt het gearceerde gebied $I - I_R$ voor en in fig. 6b is $\frac{1}{I - I_R}$ als functie van de spanning weergegeven.

Om het eerste singuliere punt te vermijden moet met een stroom groter dan i_p gestuurd worden. De stijgtijd rekenen we van $\frac{1}{10}$ van de spanningssprong tot $\frac{9}{10}$ van de spanningssprong.

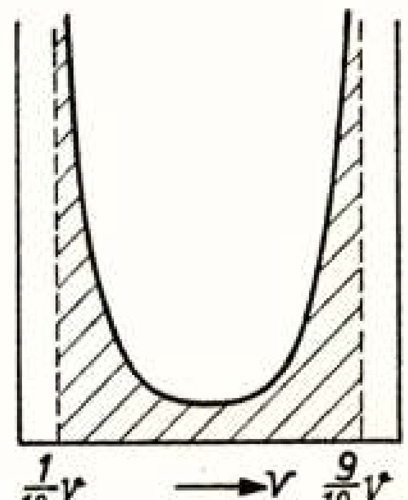
Dat er singuliere punten voorkomen betekent in feite dat wan-



$I - I_R = f(v)$

a

fig. 6



$\frac{1}{I - I_R} = f(v)$

b

fig. 6

neer de stuurstroom zeer langzaam zou toenemen men ook zeer lang zou moeten wachten voordat de tunnel-diode schakelt. Daarom is het ook gevaarlijk om zonder meer over *de* stijgtijd of schakeltijd van de tunnel-diode te spreken, daar deze sterk van de stuurstroom afhangt (van de stijgtijd hiervan en van de mate van oversturing).

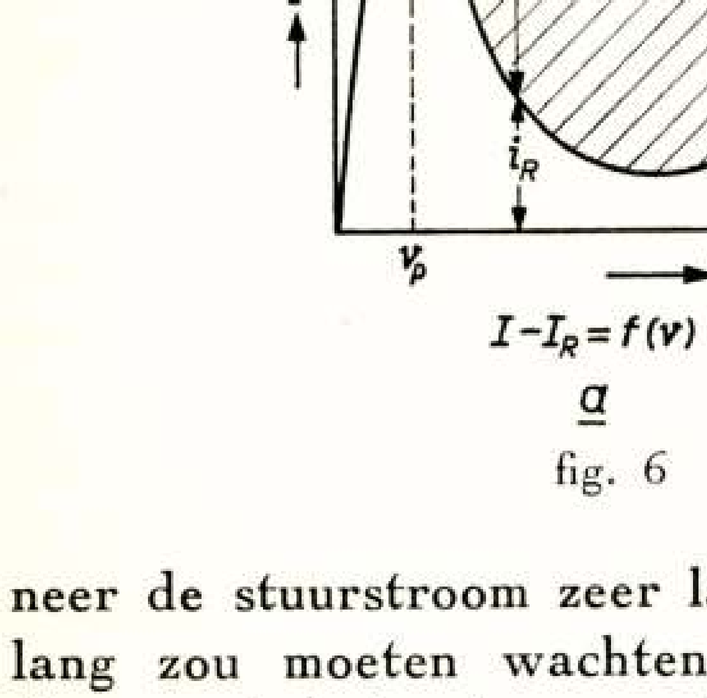


fig. 7

Tunnel-diode belast met R_b.
- - - - geeft samengestelde karakteristiek.

Met behulp van de formule (5) en de figuren 6a en 6b valt het volgende te zeggen. De stijgtijd wordt bepaald door de parallelcapaciteit van de diode, de spanningssprong $v = v_p' - v_p$ en het stroomverschil $I - I_R = I_C$. Deze stroom I_C wordt gebruikt voor het opladen van de parallelcapaciteit. Bij tunnel-diodes gemaakt van een bepaald materiaal mag de spanningssprong $v = v_p' - v_p$ constant genomen worden, ook de verhouding topstroom i_p, tot dalstroom i_v is nagenoeg constant bij variërende topstroom.

We komen dan uit op de verhouding $\frac{C}{I_p}$ (sec / Volt), als een goede maat voor de beoordeling van de schakeleigenschappen van een tunnel-diode.

In werkelijkheid zal de belastingslijn niet horizontaal verlopen maar b.v. zoals in fig. 7 is aangegeven. Uit de belastingslijn R_b en de tunnel-diode-karakteristiek wordt een nieuwe $i - v$ karakteristiek gevormd. (Men kan dit doen door te bedenken dat de belasting parallel aan de tunnel-diode staat, spanningen blijven dan gelijk, stromen tellen op). Voor de zo verkregen karakteristiek geldt weer het voorafgaande betoog. Men ziet dat $\frac{1}{I - I_R}$ gemiddeld kleiner wordt. De stroom beschikbaar om de diode-capaciteit op te laden wordt kleiner, maar de spanningssprong $B - B'$ is ook kleiner. De schakeltijd verandert niet in orde van grootte en blijft bepaald door de verhouding C/I_p.

4. Bistabiele Trekkerschakeling

De schakeling hiervan is weergegeven in fig. 8a [1]) We zullen de werking uitleggen met behulp van de $i - v$ karakteristiek (zie fig. 8b). R_b wordt groter dan $|R_-|$ genomen zodat er twee

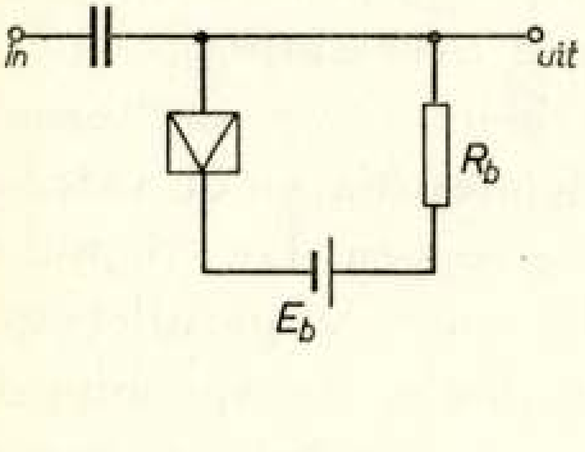


fig. 8
Bistabiele trekker

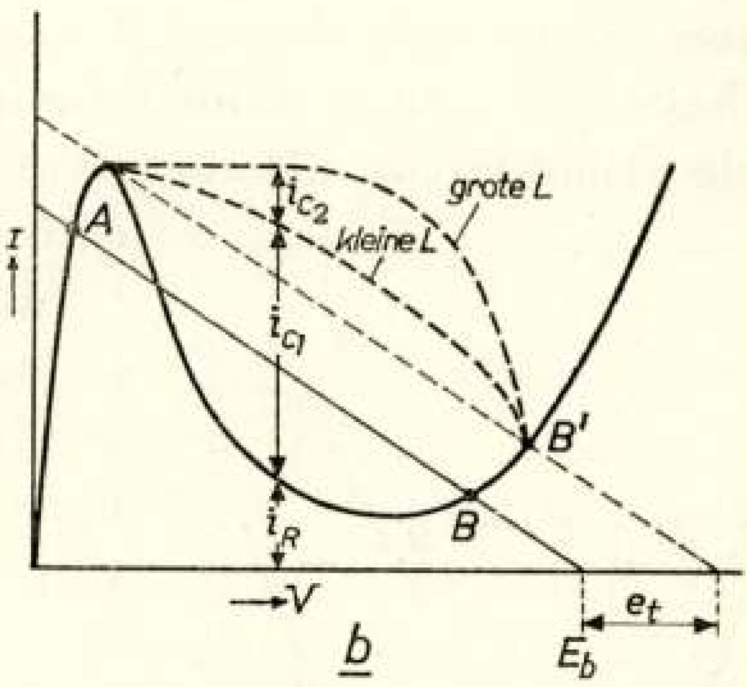


fig. 8
Werkgebied van bistabiele trekker

stabiele werkpunten A en B zijn. Stel dat de instelling in A is, met behulp van een positieve trekkerpuls of anders gezegd door het tijdelijk vergroten van de batterijspanning wordt de belastingslijn R_b zo verschoven dat er een stabiel punt B' op de $i - v$ karakteristiek is waar spanning en stroom naar toe schakelen. Het werkpunt zou zich langs de belastingslijn verplaatsen, ware het niet dat er zich altijd enige zelfinductie in serie

[1]) R. C. Sims e.a. A survey of tunnel diode digital techniques, Proc. I.R.E. vol. 49, pp 136-146, januari 1961.

met de tunnel-diode bevindt. Het effect hiervan moet nog nagegaan worden. Zelfinductie heeft de eigenschap de stroom constant te willen houden en daardoor wordt afhankelijk van de grootte van de zelfinductie een dynamische werklijn verkregen zoals gestippeld in fig. 8b is weergegeven. Indien we schakelen met een spanningssprong dan zal deze onmiddellijk op de diode komen. De stroom ijlt na. Uit de dynamische karakteristiek blijkt dat het oppervlak $I - I_R$ groter wordt bij grotere L. De stroom beschikbaar om de parallelcapaciteit op te laden wordt ook groter $(i_{c_1} + i_{c_2})$. Indien met een ideale snelle hoogohmige oscillograaf naar de verkregen puls gekeken wordt ziet men ook een kleinere stijgtijd van de spanning dan verkregen zou zijn zonder serie-zelfinductie. Maar indien men met de schakeling andere circuits wil sturen dan blijkt dat men juist t.g.v. de serie-zelfinductie met een tijdelijk hoogohmige bron te doen heeft, die weinig geschikt is om andere merendeels laagohmige tunnel-diode-schakelingen te bedrijven. De stroom hierin zal namelijk in het begin slechts langzaam veranderen. In de meeste gevallen wil men dus zo weinig mogelijk zelfinductie.

Vanuit punt B kan men met een negatieve trekkerpuls weer naar stand A terug. Hier gelden dezelfde beschouwingen.

Deze schakeling kan als „of" schakeling gebruikt door er voor te zorgen dat een trekkerpuls het werkpunt van A naar B verplaatst.

Een „en" wordt verkregen door te zorgen dat twee gelijktijdig optredende trekkerpulsen, die ieder op zichzelf niet in staat mogen zijn de schakeling te bedrijven, het werkpunt van A naar B brengen. De schakeling heeft een negatieve trekkerpuls nodig als herstelpuls. Een andere manier van herstellen is te verkrijgen door de voedingsspanning na het schakelen van A naar B nul te maken.

De bistabiele trekkerschakeling stelt vrij hoge eisen aan de toleranties van voedingsspanningen, weerstanden en tunnel-diodes indien men enige logische versterking wil hebben, d.w.z. indien men met een bistabiele trekker in staat wil zijn *meer* dan een trekker of poort te sturen.

5. Monostabiele trekkerschakeling

Het woord monostabiel zegt al dat we hier met één stabiele toestand van de schakeling te maken hebben. Zoals uit fig. 9 blijkt zijn er twee begintoestanden mogelijk: A en B.

In toestand A hebben we positieve trekkerpulsen nodig, in toestand B negatieve trekkerpulsen.

Wordt met behulp van de trekkerpulsen de belastingslijn zover verschoven, dat hij boven de piek (toestand A) of onder het dal (toestand B) uitkomt dan geldt weer hetzelfde als bij de bistabiele trekkerschakeling. Alleen keert deze schakeling weer in zijn oorspronkelijk werkpunt terug na het wegvallen van de trekkerpuls. Door middel van een serie-zelfinductie is het mogelijk pulsen te maken die veel breder zijn dan de trekkerpuls zelf.

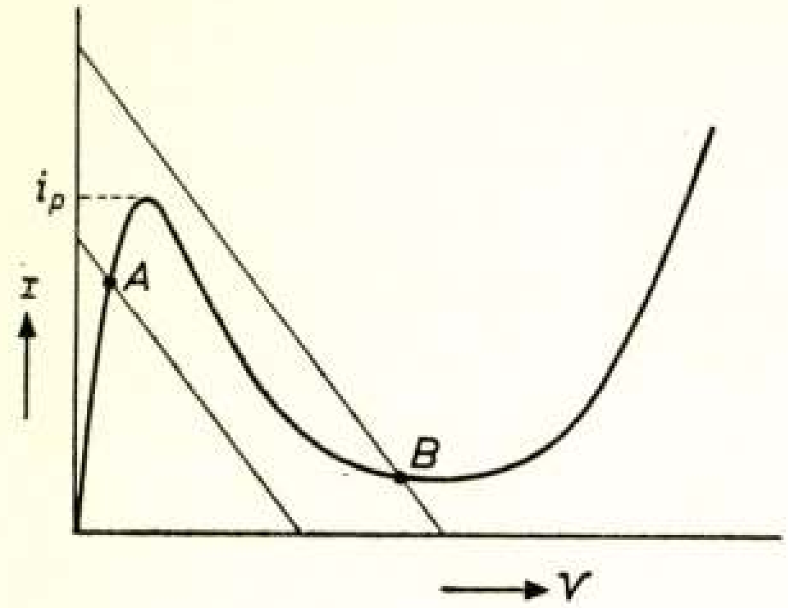


fig. 9
Instelling van monostabiele trekker.

6. **De relaxatie-oscillator.** [2])

Zoals in punt 2 is aangegeven hebben we hier te doen met een toepassing waarbij $R_s < |R_-|$ met als bijkomende voorwaarde dat $L > 4\,|R_-|^2\, C$.

De schakeling is in fig. 10 weergegeven. Via de spanningsdeler R_v, R_s wordt de schakeling in het negatief hellend deel van de karakteristiek ingesteld. De voedingsweerstand R_s wordt ontkoppeld door een grote parallelcapaciteit. In fig. 11 is de belastingweerstandslijn gestippeld, deze instelling bestaat in werkelijkheid niet. Onder de gegeven voorwaarden heeft men te doen met een lading op de tunnel-diode-capaciteit die exponentiëel toeneemt met de tijd. Zodra dus de batterijspanning E_b wordt ingeschakeld zal de belastingslijn vanuit de oorsprong door de toenemende batterijspanning naar rechts gaan. Voorbij het punt A wordt de schakeling instabiel, de zelfinductie probeert de stroom weer constant te houden en zo wordt punt B bereikt; daarna gaat het werkpunt van B naar C met een

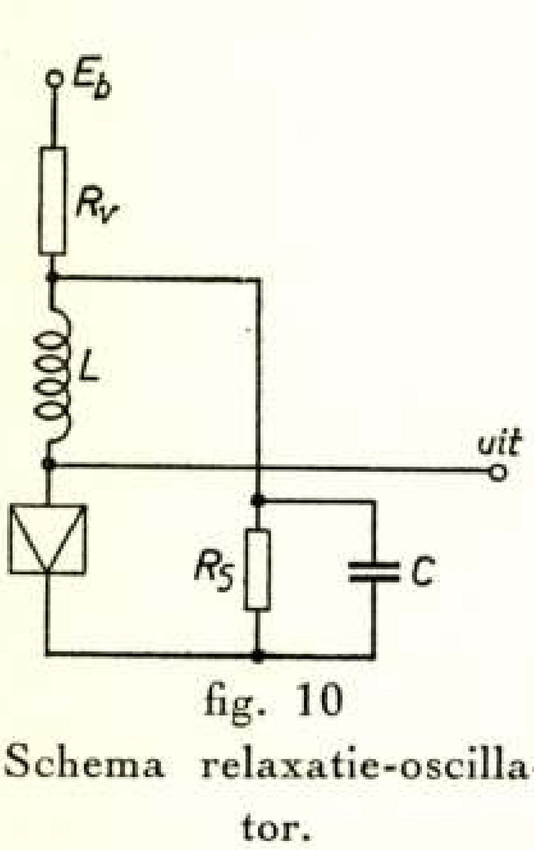


fig. 10
Schema relaxatie-oscillator.

[2]) General Electric Tunnel Diode Manual, hoofdstuk 5, §, 5. 2.

snelheid die bepaald wordt door het ontladen van de parallelcapaciteit van de tunnel-diode en het demagnetiseren van de zelfinductie en schakelt vervolgens van *C* naar *D* om dan weer naar *A* te gaan enz. De tijden om van *B* naar *C* en van *D* naar *A* te gaan bepalen de herhalingsfrequentie. Hoe groter de zelfinductie des te rechthoekiger zijn de pulsen.

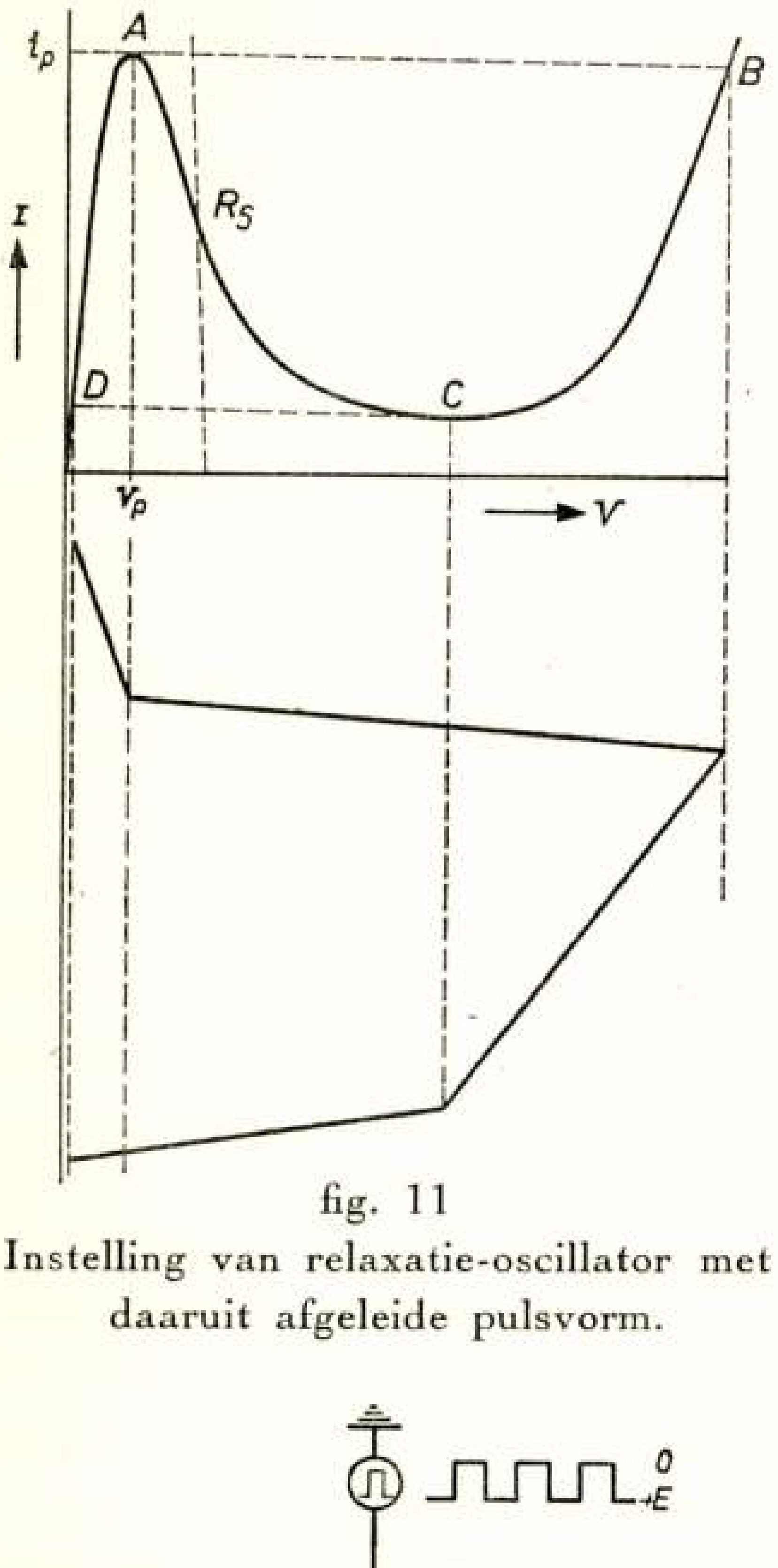


fig. 11
Instelling van relaxatie-oscillator met daaruit afgeleide pulsvorm.

Een practische relaxatie-oscillator heeft een periode-duur van ongeveer 10 x de stijgtijd van de tunnel-diode. Met een $\frac{C}{I}$ van ongeveer 2 nanosec/volt is een relaxatie-trilling van 100 MHz te realiseren.

Daar de schakeling gemakkelijk te synchroniseren is met b.v. een spanning van 1 *mV* en bij een frequentie van 500 MHz is de relaxatie-oscillator zeer geschikt als frequentiedeler. Voor zeer snelle stroboscopische oscillografen kan de hier behandelde schakeling dan ook gebruikt worden om signalen met een hoge herhalingsfrequentie zichtbaar te maken.

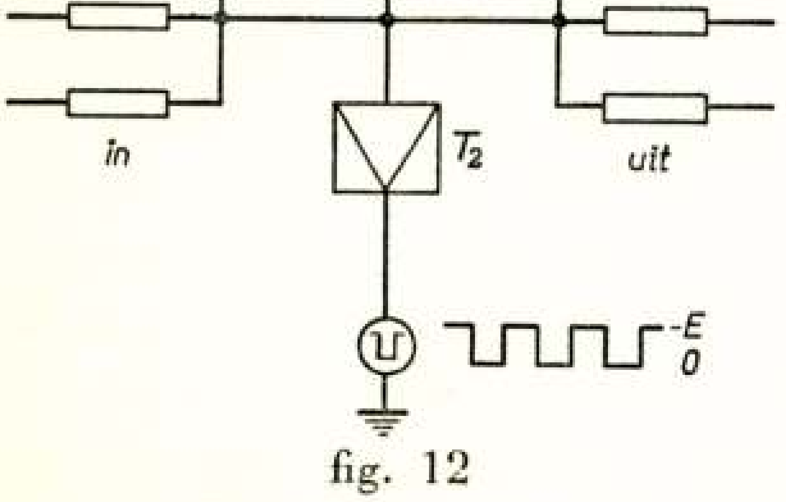


fig. 12
Tunnel-diode paar.

7. Tunnel-diode paar [3])

Deze schakeling die bestaat uit twee in serie geschakelde tunnel-diodes, gevoed door twee in tegenfase zijnde pulsvormige spanningen (fig. 12)

[3]) E. Goto e.a., Esaki diode high-speed logical circuits I.R.E. Transactions on Electronic Computers, Vol. *EC*-9, pp 25-29, maart 1960.

behoort eigenlijk niet tot de klasse van schakelingen waarbij de lading op de parallelcapaciteit exponentieel met de tijd toeneemt. De schakeling is in zijn gehele werkgebied stabiel indien aan de voorwaarde $L < R_- R_s . C$ is voldaan.[4])

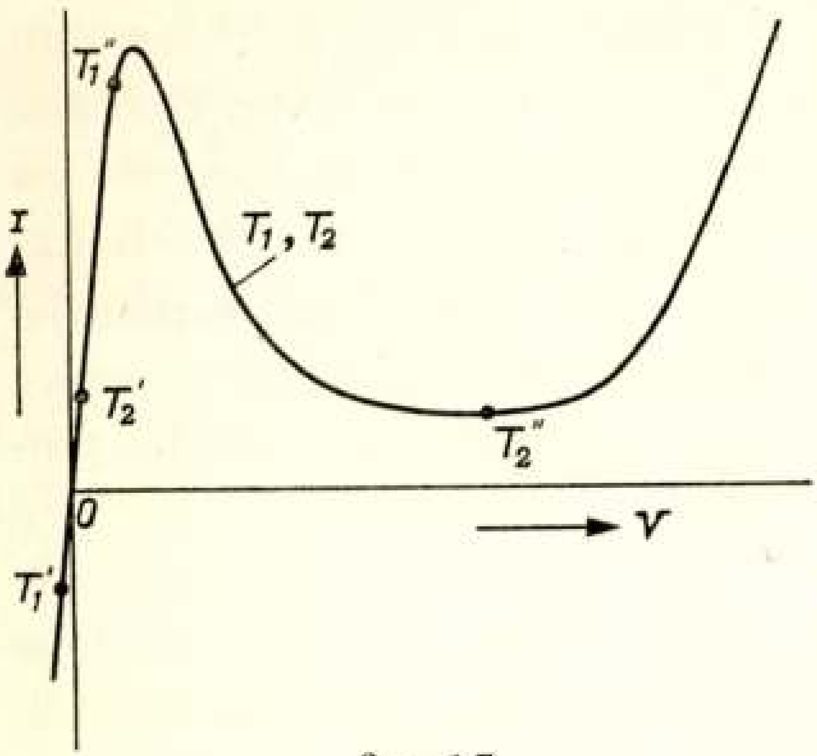


fig. 13
Instelling van tunnel-diode paar voor en na het schakelen.

Indien op de ingang van het tunnel-diode paar een positieve spanning wordt gezet geeft de schakeling positieve pulsen af, staat er een negatieve spanning op de ingang dan komen er negatieve uitgangspulsen. Enig inzicht in de werking van de schakeling verkrijgt men als volgt. Neem aan dat op het ogenblik dat de beide in tegenfase zijnde voedingsspanningen nul zijn er een positieve trekkerpuls op de ingang staat. Tunnel-diode T_1 staat dan in de sperrichting ingesteld (T_1') en Tunnel-diode T_2 in de voorwaartsrichting (T_2') (zie fig. 13).

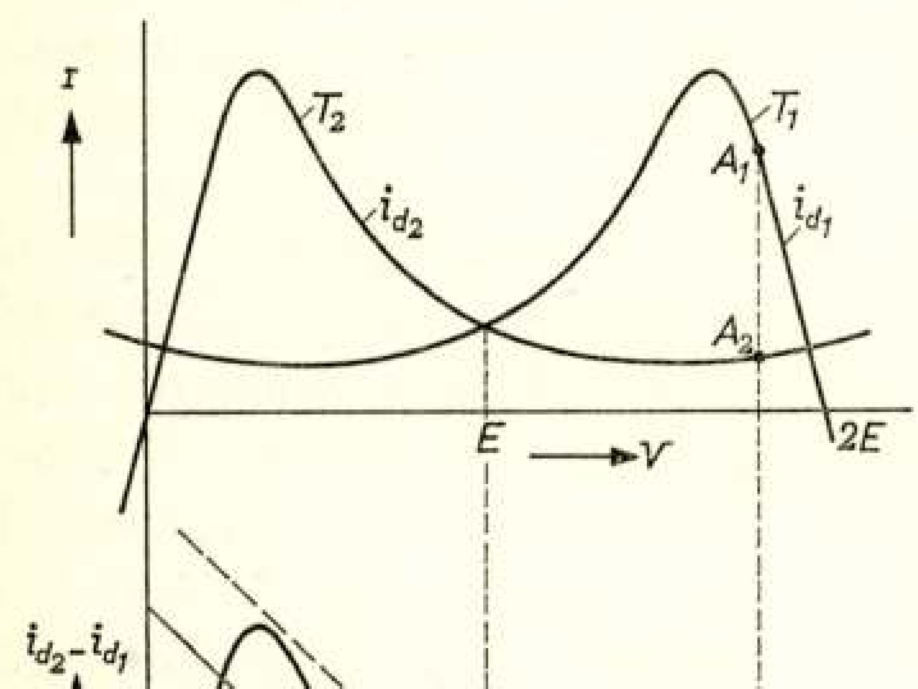


fig. 14
Werkgrafiek van tunnel-diode paar $id_2 - id_1 = f(v)$.

Deze toestand bestaat als de voedingsspanningen naar hun eindwaarden gaan. Beide instelpunten lopen mee over de karakteristiek. T_2 is het eerste bij de top, gaat er over heen en komt in het dal bij T_2'' terecht. T_1 moet bovenaan de eerste positieve tak van de karakteristiek (T_1'')

[4]) G. Kesel e.a. Germanium-Tunneldioden für das Hochfrequenzgebiet. Nachrichtentechnische Zeitschrift Band 13, Heft 4 pp 191-195, 1960.

blijven staan. T_1 heeft nu een lage en T_2 een hoge differentiaalweerstand. Door de zo gevormde spanningsdeler komt de positieve voedingsspanning op de uitgang te staan. Bij een negatieve trekkerpuls gebeurt het omgekeerde, T_1 wordt hoogohmig en T_2 laagohmig en daardoor komt de negatieve voedingsspanning op de uitgang. De schakeling blijft stabiel omdat de ene tunnel-diode als belasting de eerste tak van de andere tunnel-diode ziet, de differentiaalweerstand hiervan is kleiner dan de negatieve weerstand van de eerste tunnel-diode.

Een andere beschouwingswijze [5]) is in fig. 14 weergegeven. Hier zijn de beide karakteristieken getekend op een tijdstip dat de voedingsspanningen maximaal waren. Trekken we de stromen van elkaar af, dan krijgen we het verloop $i_{d_2} - i_{d_1}$ als functie van de voedingsspanning. Dit stroomverschil is de stroom die door de belasting R_b loopt. Tengevolge van een positieve trekkerstroom gaat de belastinglijn lopen zoals gestippeld is weergegeven, de snijding met de $i_{d_2} - i_{d_1}$ karakteristiek en het doortrekken naar boven geeft de instelpunten A_1 en A_2. Bij het wegvallen van de trekkerpuls blijft zolang de voedingsspanning aanwezig is de verkregen stand bewaard (geheugenfunctie).

Deze schakeling met twee gelijke tunnel-diodes leent zich voor meerderheidslogika, d.w.z. bij een oneven aantal ingangen beslist de meerderheid. Door b.v. bij een schakeling met drie ingangen de bovenste ingang te voorzien van een met de voeding gesynchroniseerde positieve puls wordt een „of" schakeling verkregen, één positieve trekkerpuls geeft al een positieve uitgangspuls onafhankelijk van de polariteit van de derde puls; met een gesynchroniseerde negatieve puls zijn twee positieve trekkerpulsen noodzakelijk voor een positieve uitgangspuls, dit is dus een „en" schakeling. Het tunnel-diode-paar ligt qua tolerantie en logische versterking gunstiger dan de hiervoor behandelde bistabiele trekker.

8. **Driefasen-voeding**

Bij de hierboven behandelde schakelingen zijn steeds tunneldiodes als actief element gebruikt. Een nadeel van de tunneldiode is dat het een tweepool is. Men kan geen in- en uitgang

---

[5]) D. J. Hamilton and M. J. Morgan, The tunnel-diode pair, Semicond., Prod., 4, nr. 7, p. 17, juli 1961.

onderscheiden. Teneinde toch de te verwerken signalen één richting te laten gaan zijn speciale maatregelen nodig. Snelle diodes, b.v. backward diodes, zijn hiervoor geschikt maar geven bij grote snelheden door de altijd aanwezige capaciteit snelheidsverlies. Bovendien kan men als men met zowel positieve als negatieve pulsen werkt (tunnel-diode-paar) geen eenvoudige oplossing vinden. Een andere manier is het werken met driefasen-voeding. Hiermee is het mogelijk de informatie één richting uit te laten gaan, zoals men met drie fasen ook een draaistroommotor in een bepaalde richting kan laten draaien.

Bekijken we fig. 15 dan is daar het te gebruiken systeem

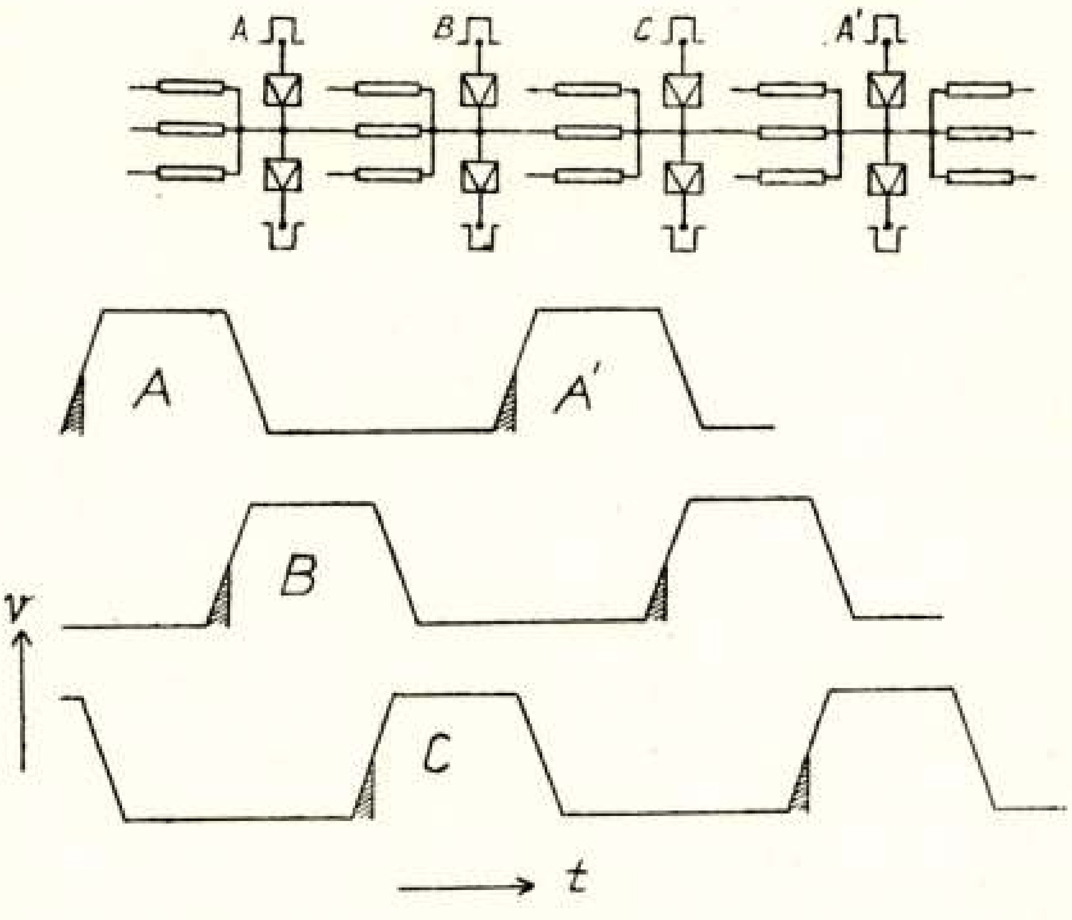


fig. 15
Drie-fasen voeding voor tunnel-diode schakelingen.

voor driefasen-voeding getekend en de drie fasen A, B en C van de pulsvormige voedingsspanningen.

Het eigenlijke kiezen door de schakelingen wordt bewerkt tijdens het gearceerde tijdsdeel van de voedingspulsen. Men ziet dat de schakeling gevoed met puls A wel de schakeling gevoed door puls B kan beïnvloeden maar niet de schakeling gevoed door puls C. Schakeling B kan wel schakeling C sturen maar niet schakeling A. Schakeling C kan op zijn beurt wel weer schakeling A', waarbij A' dezelfde fase als A heeft, sturen maar niet schakeling B; de kringloop is dan voltooid. Op deze wijze is een goed eenrichtingsverkeer te verkrijgen zij het dan dat men moet oppassen voor terugwerking. B.v. meerdere

schakelingen *A'* werken via schakelingen *C* terug op een schakeling *B*. Door b.v. een schakeling niet meer dan drie andere te laten sturen is dit overspreken te voorkomen. De volgorde *A*, *B* en *C* suggereert een zeker tijdsverlies. Dit is niet het geval daar *C* de volgende periode *A'* weer bestuurt. Bovendien kunnen *A*, *B* en *C* elk een afzonderlijke logische functie vervullen, de winst is dan een factor drie t.o.v. de snelheid van *A*. We kunnen dus bij tweepolen alleen met behulp van *de tijd* een volgorde vastleggen.

Slot

Het bovenstaande is de neerslag van een inleidende voordracht en is niet als een volledige opsomming bedoeld, de gebruikelijke conclusie blijft dan ook achterwege.

Manuscript ontvangen 29 september 1961.

TENTOONSTELLING „HET INSTRUMENT"

De Tentoonstelling „Het Instrument 1961" werd woensdagmorgen 4 oktober officieel geopend met een rede van Prof. Ir. R. G. Boiten, Hoogleraar in de Meet- en Regeltechniek aan de Technische Hogeschool te Delft, over het onderwerp „Door meten tot weten". De tentoonstelling vond plaats in de Marijkehal op het Jaarbeursterrein Croeselaan te Utrecht.

Spreker werd ingeleid door de Voorzitter van de Coöperatieve Vereniging „Het Instrument", de Heer J. Verhaar. Deze merkte op, dat reeds Aristoteles van de menselijke hand sprak als van een instrument, ja zelfs als van „het instrument der instrumenten". De menselijke hand is immers als eerste werktuig het uitgangspunt van de technische bedrijvigheid. De technische vooruitgang is er op gericht de mogelijkheden van de menselijke hand door instrumenten en werktuigen steeds meer te vergroten. De moderne techniek voert de zelfstandigheid van de werktuigen tot een ongekende hoogte. Eerst de moderne techniek kent de zelf-registrerende, zelf-controlerende en zichzelf-corrigerende apparaten en machines.

Nieuw wellicht voor ons land, waren de „instrumentatie-voordrachten", welke door de exposanten zelf werden georganiseerd. De hiervoor bedoelde instrumenten werden derhalve in vele gevallen niet alleen getoond, maar ook met een begeleidende korte voordracht in werking gedemonstreerd.

Gelijktijdig en in samenwerking met de tentoonstelling „Het Instrument" belegden een aantal wetenschappelijke organisaties leergangen en symposia.

Zo heeft o.a. de sectie voor Regeltechniek van het Koninklijk Instituut voor Ingenieurs op 4 en 5 oktober op zijn tweejaarlijkse leergang een aantal inleidingen laten houden over „instrumentatie in de procesindustrie". Het programma schonk veel aandacht aan kosten en rendement en aan de economie van de automatisering.

Op initiatief van „Het Instrument" zijn in 1956 pogingen gedaan voor samenwerking van tentoonstellende verenigingen in Europees verband, teneinde onder meer tot een kalender van tentoonstellingen te komen. Het resultaat is een nauwe samenwerking met internationale bijeenkomsten van de besturen.

Spreker verzocht vervolgens Prof. Ir. R. G. Boiten de officiële openingsrede te houden, waarvan hier een korte samenvatting volgt.

Professor Boiten definieerde een instrument „als een hulpmiddel om de mogelijkheden van het menselijk handelen, waarnemen en denken te vergroten".

De rol van het instrument bij het wetenschappelijk onderzoek is niet steeds van dezelfde aard geweest.

De Griekse wijsgeren bijvoorbeeld hadden niet veel vertrouwen in de betrouwbaarheid van de zintuigelijke waarneming, al of niet gesteund door het toepassen van instrumenten; zij erkenden de juistheid van een experimenteel gegeven alleen, als dit paste in het door logisch redeneren opgebouwde schema.

Het oude ideaal der Grieken, de samenhang der wetenschappen en het vinden van de alles verenigende relatie is nog springlevend. De laatste levensjaren van Einstein zijn hieraan gewijd geweest en het lijkt niet onmogelijk of onwaarschijnlijk, dat het antwoord op deze vraag voor het einde van deze eeuw kan worden gegeven.

Nog niet zo lang geleden werd het toepassen van de resultaten van wetenschapsbeoefening in de dagelijkse praktijk van het leven veelal de ware wetenschapsman onwaardig beschouwd.

Thans worden de resultaten van het zuiver wetenschappelijk onderzoek vrijwel op de voet gevolgd door het toegepast onderzoek en in korte tijd verder ontwikkeld tot produkten, die op de markt kunnen worden gebracht. Voorbeelden hiervan vormen door kernenergie gedreven centrales en duikboten, de televisie, het elektronenmicroscoop en de halfgeleiders.

Dit alles vraagt om onderzoek, 'research', een woord, waarvan de gevoelsmatige geladenheid voor de vorige generatie geen betekenis zou hebben gehad.

Op enkele wetenschapsgebieden is Nederland helaas wat laat begonnen. Vóór 1940 lagen de economische belangen van Nederland op het gebied van landbouw, handel en dienstverlening. Een groot deel van de industrie prefereerde de veilige weg, bestaande in het nemen van licenties op buitenlandse ontwikkelingen. Na 1945 is deze situatie drastisch gewijzigd. Onze nijverheid kan niet alleen

steunen op vreemde wetenschappelijke bodem, maar moet tevens worden gedragen door eigen kennis en ervaring.

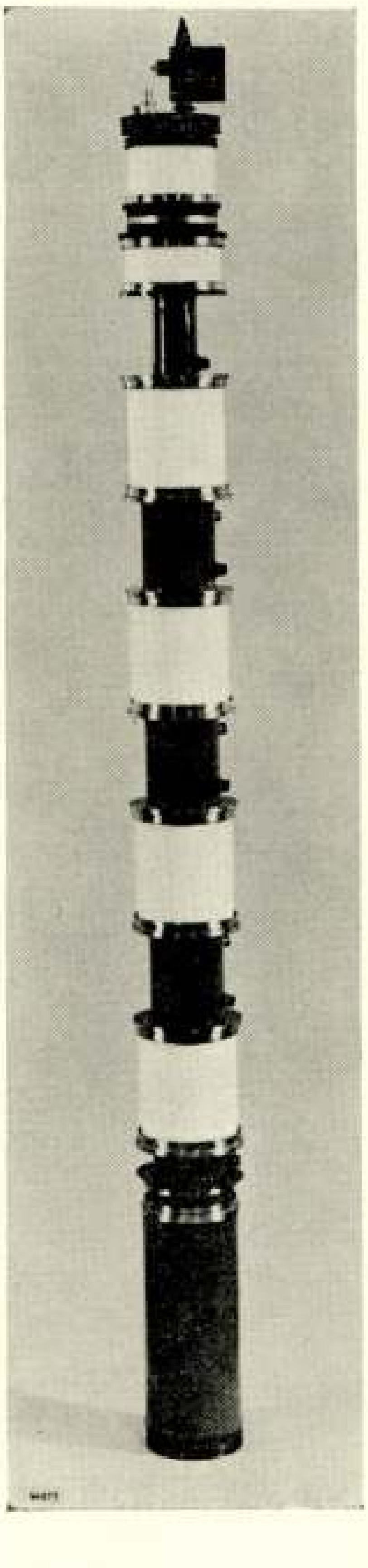
Volgens een overzicht van de Unesco stond Nederland enkele jaren geleden op de elfde plaats in een rij van zestien landen met een uitgave van ca ƒ 100,— per hoofd van de bevolking voor onderwijs en wetenschapsbeoefening, het laagste bedrag in West-Europa met uitzondering van Luxemburg en Portugal.

De totale bijdrage van het Nederlandse volk aan Z.W.O. en T.N.O. bedraagt per hoofd van de bevolking ƒ 5,— per jaar of nog geen 1½ cent per dag!!!

Deze bedragen zijn nauwelijks voldoende om Nederland zijn huidige positie in internationaal verband te doen handhaven en volkomen ontoereikend om zijn positie te verbeteren.

U.H.F.-VERMOGENSKLYSTRON YK 1000

Daar, als gevolg van het snel groeiende aantal televisiezenders in vele landen de banden I en III reeds volledig bezet zijn, zal bij een verdere uitbreiding van het zendernet, bijvoorbeeld bij de invoering van een eventueel tweede of derde



programma, van de banden IV en V gebruik gemaakt moeten worden. Met dit voor ogen is door Philips een vermogensklystron ontwikkeld voor gebruik in, in deze banden werkende, U.H.F.-televisiezenders (zowel beeld als geluid), voor

FM zenders, en voor toepassing in lange-afstandsverbindingen via scattering in de troposfeer. Deze nieuwe buis, die uit metaal en keramisch materiaal is vervaardigd, wordt gekoeld met geforceerde lucht en water. Het klystron dat is ontworpen voor elektro-magnetische focussering en voor toepassing van vier externe resonantie-trilholten, functioneert in het frequentiegebied van 400—620 MHz en kan als smalle-band hoogfrequent versterker een uitgangsvermogen leveren van 10 kW bij een vermogensversterking van 57 dB. Wanneer de buis als televisieversterker bij een bandbreedte van 7 MHz wordt gebruikt, is het uitgangsvermogen 10 kW bij 30 dB versterking; het rendement is ongeveer 34%. De YK 1000 is uitgevoerd met een dispenserkatode en een continu functionerende ionenpompgetter, waardoor een lange levensduur is verzekerd. Het gewicht van de buis bedraagt ongeveer 30 kg, de totale lengte 1703 mm.

CONGRESSEN E.D.

8e Symposium betrouwbaarheid en kwaliteitscontrole.

Het *achtste symposium* omtrent *betrouwbaarheid en kwaliteitscontrole* zal plaatsvinden van 9 t/m 11 januari 1962 in het Statler-Hilton hotel te Washington D.C., U.S.A.

Evenals de voorgaande jaren staan weer vele interessante voordrachten op het programma, totaal 53, welke talrijke facetten van de zorg voor betrouwbaarheid en kwaliteit omvatten. De nadruk valt ook nu weer op het gebied van de professionele en militaire elektronica.

Zowel de theoretisch alsook de meer op de praktijk gerichte belangstellenden zullen hier iets van hun gading kunnen vinden.

Voor hen die op bovengenoemde gebieden werkzaam zijn kan ik uit persoonlijke ervaring een bezoek aan het symposium aanbevelen.

Voor het verstrekken van nadere bijzonderheden omtrent het symposium en de te houden voordrachten stelt zich gaarne beschikbaar: Ir. P. Zijlstra, Area Publicity Chairman, Philips, gebouw EE3, Eindhoven.

Internationaal Symposium over Informatietheorie, Brussel 1962.

Van 3 tot 7 september 1962 wordt in Brussel een internationaal Symposium georganiseerd door de Benelux-Sectie van het I.R.E. en het belgisch genootschap van Telecommunicatie en Electronica ingenieurs S.I.T.E.L., onder auspiciën van de professionele groep Informatietheorie van het I.R.E., en met medewerking van de Vrije Universiteit Brussel. Voor eventuele bijdragen geldt: 500—1000 Woord resumés voor januari 1962. Men krijgt bericht van voorlopige aanvaarding voor februari 1962. De volledige manuscripten moeten voor 15 april 1962 ter beschikking zijn. Inzending aan de voorzitter van de Symposium Commissie dr. F. L. Stumpers, Nat. Lab. N.V. Philips, Eindhoven. Een breed opgezet programma in de geest der Londense Symposia ligt in de bedoeling. Men hoopt indien bovenstaande data kunnen worden aangehouden, alle bijdragen vóór het congres te laten drukken.

4de I.C.A. Congres.

Van 21-28 augustus 1962 zal te Kopenhagen het 4de „International Congress on Acoustics" worden gehouden.

De drie hoofdthema's zijn bio-akoestiek, fysische akoestiek en lawaaibestrijding.

Het adres van het secretariaat luidt:

„Fourth International Congress on Acoustics",
Oestervoldgade 10,
Copenhagen K,
Denmark.

Nadere inlichtingen, alsmede compleet programma incl. aanmeldingspapieren zijn verkrijgbaar bij het secretariaat van de Geluidstichting, Mijnbouwplein 11, Delft, tel. 01730-33222 toestel 6140.

2de Internationale Congres van de Association Internationale contre le Bruit.

Het tweede internationale congres van de A.I.C.B. zal worden gehouden van 16-18 mei 1962 in Salzburg, onder de titel „Neue Massnahmen gegen den Lärm". Aan het congres is een internationale tentoonstelling van akoestische meet-apparatuur en akoestische materialen verbonden. Nader programma zal nog volgen.

Het adres van het secretariaat luidt:

II. Internationaler Kongress der A.I.C.B.,
p.A. Prof. Dr. F. Bruckmayer,
Währingerstrasse 59,
Wien IX Telefoon 42 36 55, telex 01-2100.

Uit het Nederlands Radiogenootschap

NIEUWE LEDEN

Ir. Th. Q. Bennebroek, Fazantplein 4, Den Haag.
Ir. R. F. A. Mugie, Prins Hendrikplein 46, Leidschendam.

VOORGESTELD LID

Ir. K. H. Wesseling, Nieuwe Schoolstraat 3, Den Haag.

NIEUWE ADRESSEN VAN LEDEN

Ir. J. F. Brouwer, Crailoseweg 9, Huizen N.H.
P. K. Buys, van Goghstraat 9, Son.
F. Doornbos, Kootwijk Radio Nr. 1, Apeldoorn.
Ir. J. A. Hammer, 5030 Bank Street, Clarence, New York USA.
Ir. J. T. de Jager, 127 Maple Street, Summit, New Jersey USA.
C. A. M. Lammerts, St. Adrianusstraat 30, Eindhoven.
J. L. Ooms, Vondellaan 19, Baarn.
Ir. J. Piket, Stevinstraat 237, Scheveningen.
Ir. J. J. P. Valeton, Floralaan West 143, Eindhoven.

Dit nummer werd gedrukt op 24 november 1961.